AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Zweiter Jahrgang | Mai 1937

Über ein asymptotisches Verhalten von erzwungenen Plattenschwingungen bei hohen Frequenzen

Von A. Schoch

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

Mit 10 Abbildungen

I. Theorie

1. Aufgabe

Aus der Theorie erzwungener Schwingungen von elastischen Kontinuen kann man einige allgemeine Folgerungen ziehen, die an Hand des Beispiels der Biegungsschwingungen einer Platte abgeleitet werden. Die zu behandelnde Aufgabe sei so formuliert:

Auf eine ebene Platte wirke — nach irgendeiner Funktion über ihre Fläche verteilt — eine zeitlich veränderliche Kraft. Welche Durchbiegung (als Funktion des Ortes und der Zeit) erfährt die Platte unter dem Einfluß dieser Kraft?

2. Die Differentialgleichung des Problems

Die Platte liege in der xy-Ebene, ihr Rand schließe ein Gebiet G dieser Ebene ein. Es bedeuten:

$w(x, y, t)$ die Durchbiegung der Platte als Funktion des Ortes und der Zeit,
$p(x, y, t)$ den auf sie ausgeübten Druck, ebenfalls eine Funktion des Ortes und der Zeit,
d die Dicke der Platte,
ϱ die Dichte des Plattenmaterials,
E seinen Elastizitätsmodul,
μ das Verhältnis von Querkontraktion zu Längsdehnung.

d, ϱ, E sollen auf der Platte konstant sein.

Bei einer Platte, deren Dicke klein im Vergleich zu ihren Abmessungen in Richtung ihrer Fläche ist, genügt $w(x, y, t)$ der Differentialgleichung[1])

$$(1) \qquad \varrho d \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{E d^3}{12(1-\mu^2)} \Delta \Delta w = p(x, y, t) .$$

Zu der Differentialgleichung (1) kommen noch Randbedingungen hinzu, die davon abhängen, wie die Platte festgehalten ist. Wir brauchen sie hier nicht im einzelnen zu kennen.

3. Die Berücksichtigung der Dämpfung

Der Dämpfung streng Rechnung zu tragen, ist nicht möglich, weil unsere Kenntnis des Dämpfungsmechanismus noch ungenügend ist, außerdem wohl auch große mathematische Schwierigkeiten dadurch entstehen würden. Es genügt hier aber, die wesentlichsten Eigenschaften einer Dämpfung einzuführen, um ein physikalisch vernünftiges Verhalten der Lösungen von (1) zu erreichen.

Am zweckmäßigsten wählen wir also den mathematisch einfachsten Ansatz. Er sieht folgendermaßen aus: Zunächst beschränken wir uns auf zeitlich sinusförmig veränderliche Kräfte

$$p(x, y, t) = p(x, y)\, e^{i\omega t}$$

(ω Kreisfrequenz der anregenden Kraft). Die entstehende stationäre Bewegung ist dann ebenfalls mit der Zeit sinusförmig veränderlich. Nun können wir eine Dämpfung dadurch einführen, daß wir für den Elastizitätsmodul in (1) einen

[1]) G. Kirchhoff, Gesammelte Abhandlg. Leipzig 1882, S. 237. H. Geiger und K. Scheel, Hdb. Physik, Bd. VI, Berlin 1928, Kap. 4.

„komplexen Elastizitätsmodul" $E(1+i\eta)$ einsetzen. Die Zahl η kennzeichnet die Dämpfung und ist als Materialgröße anzusehen.

Der Ansatz bedeutet eine Phasenverschiebung zwischen elastischer Spannung und Dehnung im Sinne einer Nacheilung der Dehnung. Und dies wiederum heißt, daß die elastischen Kräfte während einer Periode im Mittel Arbeit leisten, die nicht wieder zurückgewonnen wird, für den mechanischen Vorgang also Verlustarbeit darstellt.

Die Zahl η kann irgendeine Funktion der Frequenz sein. Wir nehmen sie im folgenden meist als unabhängig von der Frequenz an, weil diese Annahme mathematisch am einfachsten ist, außerdem erfahrungsgemäß bei vielen Stoffen recht gut erfüllt ist[1]).

Ein anderer oft angewandter Dämpfungsansatz läßt an jedem Plattenelement eine zu seiner Geschwindigkeit proportionale Reibungskraft angreifen. Bei Beschränkung auf sinusförmige Schwingungen kann er ebenfalls durch einen komplexen Elastizitätsmodul dargestellt werden. η erweist sich dann umgekehrt proportional zur Frequenz.

An Stelle von (1) haben wir nunmehr die Differentialgleichung

$$\varrho d \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{E(1+i\eta)d^3}{12(1-\mu^2)} \Delta\Delta w = p(x,y)\, e^{i\omega t}. \tag{2}$$

Die Beschränkung auf sinusförmige Schwingungen bedeutet keine Einschränkung der Allgemeinheit, weil man nicht-sinusförmige Kräfte nach dem Fourierschen Satz durch eine Überlagerung sinusförmiger darstellen kann. Da die Differentialgleichung linear ist, und wir die Randbedingungen linear und homogen voraussetzen werden, überlagern sich auch die zugehörigen Bewegungen. Ob allerdings diese Überlagerung auch bei vorhandener Dämpfung noch richtig ist, hängt von dem Dämpfungsgesetz ab und läßt sich nicht ohne weiteres überblicken.

[1]) E. Meyer, Körperschallmessungen in Raum- und Bauakustik, Z. VDI 78 (1934), S. 957. C. Costadoni, Ein elektrodynamisches Gerät zur Messung mechanischer Scheinwiderstände, Z. techn. Physik 17 (1936), S. 108.

4. Die Lösung der Differentialgleichung

Für die stationäre sinusförmige Lösung machen wir den Ansatz

$$w = u(x,y)\, e^{i\omega t}.$$

Mit diesem Ansatz erhält man aus (2) nach Abspalten des Zeitfaktors $e^{i\omega t}$ eine Differentialgleichung für die Amplitudenfunktion $u(x,y)$:

$$\Delta\Delta u - \frac{\omega^2}{c^2} u = \frac{p(x,y)}{\varrho d c^2}, \tag{3}$$

wobei zur Abkürzung

$$\frac{E(1+i\eta)d^2}{12\varrho(1-\mu^2)} = c_0^2(1+i\eta) = c^2 \tag{4}$$

gesetzt ist.

$u(x,y)$ ist im allgemeinen komplex. Der reelle und imaginäre Teil davon hat gegenüber der anregenden Kraft die Phasenverschiebung 0 und $\pi/2$.

Das naheliegendste Verfahren, die inhomogene Differentialgleichung (3) zu lösen, ist $p(x,y)$ durch eine Reihenentwicklung nach den Eigenfunktionen des zugehörigen homogenen Problems darzustellen, und auch die gesuchte Lösung als solche Reihe anzusetzen[1]).

Wir betrachten kurz die homogene Differentialgleichung

$$\Delta\Delta u - \lambda u = 0, \tag{5}$$

wo

$$\lambda = \frac{\omega^2}{c^2}. \tag{6}$$

Unter gewissen Voraussetzungen über die Randbedingungen gelten folgende Sätze[2]):

1. Lösungen von (5), die die Randbedingungen erfüllen und nicht identisch verschwinden, gibt es nur für bestimmte Eigenwerte $\lambda = \lambda_k$ $(k = 1, 2, 3, \ldots)$. Die Eigenwerte bilden eine abzählbare Folge von positiven Zahlen, die sich nach wachsender Größe ordnen lassen. Sie nehmen unbeschränkt zu.

2. Die zu den Eigenwerten gehörigen Lösungen, die Eigenfunktionen $u_k(x,y)$, bil-

[1]) Siehe z. B. R. Courant und D. Hilbert, Methoden der math. Physik, Bd. 1, Berlin 1931, Kap. V, § 3 und § 5.

[2]) R. Courant und D. Hilbert, l. c., Kap. V, § 5 und § 14. Die Randbedingungen müssen in Gleichungen bestehen, die in w bzw. u und den räumlichen Ableitungen davon linear und homogen sind.

den ein vollständiges Funktionensystem, nach denen jede mit stetigen Ableitungen bis zur 4. Ordnung versehene, den Randbedingungen genügende Funktion in eine Reihe entwickelt werden kann, die in dem Gebiet G absolut und gleichmäßig konvergiert. — Von dieser Eigenschaft der Eigenfunktionen machen wir Gebrauch bei der Lösung der inhomogenen Gleichung.

Zuvor leiten wir noch eine Beziehung ab, die zwischen der Dämpfung η und dem logarithmischen Dekrement Λ der freien Schwingungen besteht, und die wir später brauchen. Die den Eigenwerten durch (6) zugeordneten Frequenzen sind die Frequenzen der freien Schwingungen. Da c^2 komplex ist, die λ_k aber reell sind, müssen die ω_k komplex sein. D. h. die Eigenschwingungen, deren zeitlicher Verlauf durch $e^{i\omega_k t}$ gegeben ist, sind gedämpft. Streng genommen dürfen wir allerdings nicht so schließen. Eine gedämpfte Schwingung ist keine stationäre Sinusschwingung. Unser Dämpfungsansatz gilt daher nicht für sie. Aber wenn die Dämpfung gering ist, verlaufen die freien Schwingungen wenigstens annähernd stationär, und die Folgerungen werden annähernd richtig sein.

Unter der Voraussetzung $\eta \ll 1$ folgt aus (6) und (4)

$$\omega_k = c_0 \sqrt{\lambda_k (1 + i\eta)} \approx c_0 \sqrt{\lambda_k}\left(1 + i\frac{\eta}{2}\right) = \omega_{k0}\left(1 + i\frac{\eta}{2}\right),$$

wobei $c_0\sqrt{\lambda_k} = \omega_{k0}$ die Eigenfrequenzen ohne Dämpfung sind. Der zeitliche Verlauf einer Eigenschwingung ist also gegeben durch

$$e^{i\omega_k t} = e^{-\frac{\eta}{2}\omega_{k0} t}\, e^{i\omega_{k0} t}.$$

Hieraus folgt ein logarithmisches Dekrement

$$\Lambda = \pi\eta.$$

Um die Lösung der inhomogenen Gleichung (3) zu finden, entwickeln wir, wie bereits bemerkt, $p(x, y)$ nach den Eigenfunktionen:

$$p(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} p_k u_k(x, y),$$

und setzen auch die gesuchte Lösung als solche Reihe mit unbekannten Koeffizienten an (wir müssen von ihr gleichmäßige Konvergenz voraussetzen):

$$u(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k u_k(x, y).$$

Dann sind die Randbedingungen jedenfalls erfüllt, da die Eigenfunktionen sie einzeln erfüllen. Geht man mit diesen Entwicklungen in die Differentialgleichung (3) ein, dann erhält man

$$\sum_{k=1}^{\infty}\left(a_k \Delta\Delta u_k - a_k \frac{\omega^2}{c^2} u_k - \frac{p_k}{\varrho d c^2} u_k\right) = 0.$$

Da die Eigenfunktionen die Gleichung (5) erfüllen, kann man $\Delta\Delta u_k$ durch $\frac{\omega_k^2}{c^2} u_k$ ersetzen und erhält

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{u_k}{c^2}\left[a_k(\omega_k^2 - \omega^2) - \frac{p_k}{\varrho d}\right] = 0.$$

Hieraus folgt, da die Eigenfunktionen linear unabhängig sind:

$$a_k = \frac{1}{\varrho d}\frac{p_k}{\omega_k^2 - \omega^2} = \frac{1}{\varrho d}\frac{p_k}{\omega_{k0}^2(1 + i\eta) - \omega^2}.$$

Die gesuchte Amplitudenfunktion der stationären erzwungenen Schwingung ist also

$$(7) \qquad u(x, y) = \frac{1}{\varrho d}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{p_k}{\omega_{k0}^2(1 + i\eta) - \omega^2} u_k(x, y).$$

Die Folgerungen, die sich aus dieser Lösung ergeben, gelten größtenteils auch für den Fall, daß die Kraft nicht stetig über die Plattenfläche verteilt ist, sondern aus Einzelkräften besteht, die in Punkten angreifen. Denn man kann solche Einzelkräfte approximieren durch Funktionen, die den Entwicklungsbedingungen genügen.

5. *Diskussion der Lösung*

Wir bringen (7) auf eine zur Diskussion besser geeignete Gestalt:

$$(8) \qquad u(x, y) = \frac{1}{\varrho d\,\omega^2}\sum_{k=1}^{\infty} p_k u_k(x, y) \left\{\frac{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)^2 + \eta^2}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)^2\right]^2 + \eta^2} - 1 - i\frac{\eta\left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)^2\right]^2 + \eta^2}\right\}.$$

Der Index 0 bei ω_{k0} ist von hier an weggelassen.

Der erste Faktor lehrt, daß die Amplitude bis auf Schwankungen, die durch die Summe rechts bedingt sind, mit der Frequenz wie $1/\omega^2$

abnimmt und mit der Masse der Platte je Flächeneinheit, ϱd, wie $1/\varrho d$ abnimmt. Die Summe rechts zeigt, daß die Verteilung der Amplituden über die Plattenfläche aus einer Überlagerung im allgemeinen sämtlicher Eigenfunktionen besteht, d. h. also derjenigen Amplitudenverteilungen, die bei den Eigenschwingungen herrschen. Für den Beitrag, den eine Eigenfunktion, z. B. die k-te liefert, sind zweierlei Dinge maßgebend: 1. der zugehörige Entwicklungskoeffizient p_k der Kraftverteilung und 2. der komplexe Ausdruck in der geschweif-

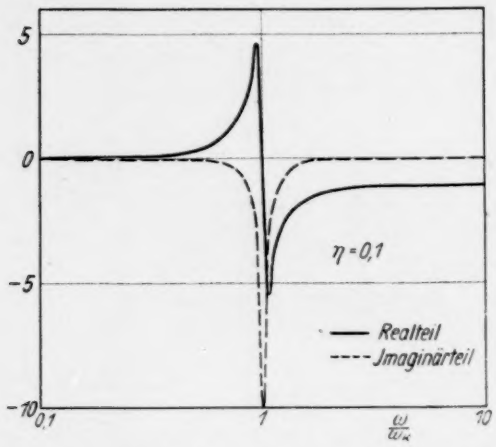


Abb. 1. Resonanzkurve eines Glieds der Summe in Gleichung (8)

ten Klammer. Dessen reeller und imaginärer Teil durchlaufen bei Veränderung von ω/ω_k Resonanzkurven, die in Abb. 1 für den Wert $\eta = 0{,}1$ dargestellt sind. Für $\omega = \omega_k$, d. h. wenn die anregende Frequenz mit der k-ten Eigenfrequenz in Resonanz ist, hat der absolute Betrag der geschweiften Klammer ein Maximum der Größe $1/\eta$; der Imaginärteil hat etwa gleichzeitig ein Maximum ungefähr derselben Größe. Der Realteil wechselt in der Umgebung der Resonanzstelle sein Vorzeichen entsprechend der Tatsache, daß die Amplitude unterhalb der Resonanzfrequenz mit der Kraft in Phase, oberhalb aber in Gegenphase ist. Die Phasenverschiebung bezieht sich dabei auf den zugehörigen Kraftanteil

$$p_k u_k(x, y)\, e^{i\omega t}.$$

p_k kann ebenfalls komplex sein, was z. B. der Fall ist, wenn die auf die Platte wirkende Kraft $p(x, y)$ nicht überall dieselbe Phase hat.

Die Gesetzmäßigkeiten, die der Ausdruck (8) enthält, sind im allgemeinen sehr verwickelt. Übersichtliche Verhältnisse herrschen nur in besonderen Fällen, z. B. wenn die Reihe (8) sich auf ein Glied oder einige wenige Glieder reduziert. Dieser Fall kann aus verschiedenen Gründen eintreten. Entweder die Kraftverteilung baut sich nur aus einer oder aus einigen wenigen Eigenfunktionen auf, was allerdings praktisch wohl selten verwirklicht ist. Oder die Dämpfung ist sehr klein; dann überwiegt, wenn ω gleich einer Eigenfrequenz, z. B. ω_k, ist, das k-te Summenglied alle übrigen[1]). Daraus erklärt sich bekanntlich die Erfahrung, daß man an wenig gedämpften, in Resonanz erregten Platten meist Chladnische Klangfiguren erhält, die einzelnen Eigenfunktionen entsprechen, ohne daß die Art der Anregung sehr großen Einfluß auf sie hat. Wo nicht eines, genügen vielfach doch nur einige wenige Summenglieder zur Berechnung der Amplitudenfunktion, wie P. Debye bei der Deutung einer Anzahl beobachteter Klangfiguren gezeigt hat, die nicht durch einzelne Eigenfunktionen zu erklären waren[2]).

Wenn das k-te Summenglied überwiegt, so kann sich dies natürlich nur auf Gebiete der Platte beziehen, wo die zugehörige Eigenfunktion $u_k(x, y)$ von Null genügend verschieden ist. In der Umgebung der Knotenlinien, die durch $u_k(x, y) = 0$ gegeben sind, gewinnen auch die übrigen Summenglieder Einfluß. Sie bewirken, daß die Knotenlinien nie ganz scharf sind. Da die in den Knotenlinien übrigbleibende Bewegung im allgemeinen von solchen Summengliedern herrührt, deren Eigenfrequenzen wesentlich unterhalb oder oberhalb der anregenden Frequenz liegen, haben sie praktisch gegenüber der anregenden Kraft die Phasenverschiebungen

[1]) Es kommt vor, daß mehrere Eigenfrequenzen gleich sind. Dann sind natürlich alle zu einer solchen „mehrfachen Eigenfrequenz" gehörigen Glieder heranzuziehen.

[2]) P. Debye, Eine Bemerkung zu der Arbeit von F. A. Schulze: „Einige neue Methoden zur Bestimmung der Schwingungszahlen höchster Töne usw." Ann. Physik 25 (1908), S. 819.

0 oder π ($p(x, y)$ dabei überall gleichphasig angenommen). Die Phasenverschiebung in den Schwingungsbäuchen ist aber $\pm \pi/2$ (vgl. dazu Abb. 1). Die Schwingung in den Knoten ist also gegenüber der in den Bäuchen um $\pi/2$ im einen oder anderen Sinne phasenverschoben.

Beim Übergang über eine Knotenlinie ändert sich die Phase wegen des Einflusses der anderen Summenglieder stetig und zwar um so langsamer, je weniger das Resonanzglied überlegen ist, d. h. je unschärfer die Knotenlinie ist. Insbesondere also bei Nicht-Resonanzfrequenzen langsamer als bei Resonanzfrequenzen.

Diese aus (8) zu folgernden Eigenschaften der Schwingungsphasen sind in einer neueren Arbeit von R. SCHÜNEMANN experimentell festgestellt worden[1]).

Wenn die anregende Frequenz hoch im Vergleich zur tiefsten Eigenfrequenz einer Platte ist, läßt sich ein asymptotisch gültiges Gesetz für die Amplitude angeben.

Wir zerlegen die Reihe (8) in zwei Teilreihen:

$$\sum_{k=1}^{\infty} = \sum_{k=1}^{N-1} + \sum_{k=N}^{\infty} .$$

N werde nun so groß gewählt, daß die zweite Summe für alle Werte von x, y und ω innerhalb einer gegebenen Genauigkeit vernachlässigt werden kann. Dazu ist erforderlich, daß (8) gleichmäßig in x, y und ω konvergiert. Dies ist der Fall, wenn man die physikalisch plausible Annahme macht, daß die Dämpfung η einen kleinsten Wert nicht unterschreitet (sei sie sonst in beliebiger Weise frequenzabhängig). Dann gibt es nämlich für den absoluten Betrag der Klammerausdrücke in (8) eine für alle ω gültige obere Schranke M, und es gilt die Abschätzung:

$$\left| \sum_{k=N}^{\infty} p_k u_k(x, y) \{ \ldots \} \right| < M \sum_{k=N}^{\infty} | p_k u_k(x, y) | .$$

$\sum_k p_k u_k$ ist absolut und gleichmäßig konvergent (s. S. 115). Die rechte Seite der Ungleichung kann also durch genügend großes N beliebig klein gemacht werden, und damit auch die linke Seite[1]). Wie man aus der Ungleichung sieht, ist das erforderliche N um so größer, je schlechter die Reihe $\sum_k p_k u_k$ konvergiert, und je größer M, d. h. je kleiner die Dämpfung ist.

Lassen wir nun für alle $k < N$ $\frac{\omega}{\omega_k} \gg 1$ werden, dann strebt der Realteil der geschweiften Klammer gegen -1, der Imaginärteil gegen 0 (vgl. Abb. 1). (8) strebt damit gegen

$$u(x, y) = -\frac{1}{\varrho d \omega^2} \sum_{k=1}^{N-1} p_k u_k(x, y) .$$

Dies ist im Rahmen der gegebenen Genauigkeit zu ersetzen durch

$$u(x, y) = -\frac{p(x, y)}{\varrho d \omega^2} . \tag{9}$$

Die Gleichung (9) würde sich unmittelbar ergeben unter der Voraussetzung, daß die Flächenelemente der Platte sich unabhängig voneinander bewegen können, d. h. die Platte keine Biegungssteife besitzt. Einem derartigen Verhalten, bei dem die elastischen und dämpfenden Kräfte den Trägheitskräften gegenüber keine Rolle mehr spielen, nähern sich erzwungene Plattenschwingungen also mit wachsender Frequenz an. Die Amplitudenverteilung geht dabei einfach in ein Abbild der Kraftverteilung über.

6. *Andere elastische Kontinua*

Die für Platten mitgeteilten Ergebnisse lassen sich in gleicher Weise für alle ähnlichen elastischen Kontinuen wie Saiten, Stäbe, Membranen ableiten. Der einzige Unterschied ist, daß an Stelle von (1) eine andere Differentialgleichung tritt. Alles weitere läßt sich wörtlich übertragen.

7. *Spezielle Beispiele*

a) Die Saite. Die Amplitudenfunktion für die Biegungsschwingungen einer Saite, die

[1]) R. SCHÜNEMANN, Über erzwungene Schwingungen einer kreisförmigen Platte mit freiem Rand, Ann. Physik 24 (1935), S. 507.

[1]) Wenn die Dämpfung durch eine zur Geschwindigkeit proportionale Reibungskraft verursacht ist, gilt $\eta \sim \frac{1}{\omega}$. In diesem Falle gibt es keine für alle ω gültige Schranke M. Trotzdem könnte (8) noch gleichmäßig in ω konvergieren, da ja die oben durchgeführte Abschätzung sehr ungünstig ist.

durch eine auf ihrer ganzen Länge gleiche Kraft $pe^{i\omega t}$ je Längeneinheit angeregt wird, genügt der Differentialgleichung:

$$\frac{d^2u}{dx^2}+\frac{\omega^2}{c^2}u=-\frac{p}{\sigma c^2},$$

wo

$$c^2=\frac{S(1+i\eta)}{\sigma}=c_0^2(1+i\eta).$$

Hierbei ist S die Spannung der Saite, σ ihre Masse je Längeneinheit.

Um die (8) entsprechende Reihe aufzustellen, muß man die Eigenfunktionen, die Eigenfrequenzen und die Entwicklungskoeffizienten der Kraftverteilung ermitteln. Ist die Saite bei $x=0$ und $x=l$ festgehalten, dann lauten die Randbedingungen

$$u(0)=0,\quad u(l)=0,$$

und es ergeben sich die Eigenfunktionen

$$u_k=\sin\frac{k\pi x}{l},\qquad (k=1,2,\ldots),$$

die ungedämpften Eigenfrequenzen

$$\omega_k=k\frac{c_0\pi}{l},\qquad (k=1,2,\ldots),$$

und die Entwicklungskoeffizienten

$$p_k=\begin{cases}\frac{4p}{\pi k}, & (k=1,3,5,\ldots),\\ 0, & (k=2,4,6,\ldots).\end{cases}$$

Da für alle geraden k die Entwicklungskoeffizienten Null sind, treten in der Lösung nur die Eigenfrequenzen und Eigenfunktionen mit ungeradem k, d. h. nur die ungeraden Teiltöne der Saite auf. Dies ist eine Folge der in bezug auf die Mitte der Saite symmetrischen Kraftverteilung.

Die Reihenentwicklung selbst anzuschreiben lohnt nicht, da die Lösung in diesem Fall auch in geschlossener Form darstellbar ist. Macht man nämlich den Ansatz

$$u=A_1e^{i\frac{\omega}{c}x}+A_2e^{-i\frac{\omega}{c}x}+A_3,$$

dann kann man die Konstanten A_1, A_2, A_3 so bestimmen, daß er Differentialgleichung und Randbedingungen erfüllt. Um das Ergebnis in bequemer Form schreiben zu können, ist es vorteilhaft, hierbei die Randbedingungen durch

$$u\left(-\frac{l}{2}\right)=0,\quad u\left(\frac{l}{2}\right)=0$$

darzustellen. Es ergibt sich dann:

$$u(x)=\frac{p}{\sigma\omega^2}\left(\frac{\cos\frac{\omega}{c}x}{\cos\frac{\omega}{c}\frac{l}{2}}-1\right).$$

Nach Trennung von reellem und imaginärem Teil geht dies über in:

$$(10)\qquad u=\frac{p}{\sigma\omega^2}\left[\frac{\cos\omega^*(1+\xi)\frac{\pi}{2}\,\mathfrak{Cof}\,\omega^*(1-\xi)\frac{\Lambda}{4}+\cos\omega^*(1-\xi)\frac{\pi}{2}\,\mathfrak{Cof}\,\omega^*(1+\xi)\frac{\Lambda}{4}}{2\left(\cos^2\omega^*\frac{\pi}{2}+\mathfrak{Sin}^2\omega^*\frac{\Lambda}{4}\right)}\right.$$
$$\left.-1-i\,\frac{\sin\omega^*(1+\xi)\frac{\pi}{2}\,\mathfrak{Sin}\,\omega^*(1-\xi)\frac{\Lambda}{4}+\sin\omega^*(1-\xi)\frac{\pi}{2}\,\mathfrak{Sin}\,\omega^*(1+\xi)\frac{\Lambda}{4}}{2\left(\cos^2\omega^*\frac{\pi}{2}+\mathfrak{Sin}^2\omega^*\frac{\Lambda}{4}\right)}\right].$$

Hierbei sind $\omega^*=\frac{\omega}{\omega_1}$ und $\xi=\frac{x}{l/2}$ neue Variable, und Λ ist eine Abkürzung für einen umständlichen Ausdruck in η. Für $\eta\ll 1$ geht Λ in das logarithmische Dekrement über und hängt mit η durch die S. 115 angegebene Beziehung zusammen.

Resonanz tritt ein, wenn der Nenner von (10) ein Minimum annimmt. Bei kleiner Dämpfung gilt dann fast genau

$$\cos\omega^*\frac{\pi}{2}=0$$

oder

$$\omega^*=1,3,5,\ldots$$

Es treten also — wie bereits festgestellt — nur die ungeraden Teiltöne als Resonanzfrequenzen auf. Der Übergang zur asymptotisch gültigen Formel vollzieht sich so, daß die Brüche in der Klammer für $\omega^*\to\infty$ gegen Null streben, da in deren Nenner ein Glied mit $\mathfrak{Sin}^2$ steht gegen $\mathfrak{Sin}$ oder $\mathfrak{Cof}$ im Zähler[1]).

[1]) Dies gilt wiederum nur, wenn Λ mit der Frequenz nicht zu stark abnimmt. Der S. 117 Anm. betrachtete Dämpfungsansatz führt beim vorliegenden Beispiel auf kein asymptotisches Gesetz, wie sich aus (10) ergibt.

In Abb. 2 ist getrennt Realteil, Imaginärteil und absoluter Betrag des Klammerausdrucks in (10) in Abhängigkeit von ω^* dargestellt, und zwar für die Mitte der Saite ($\xi = 0$) und

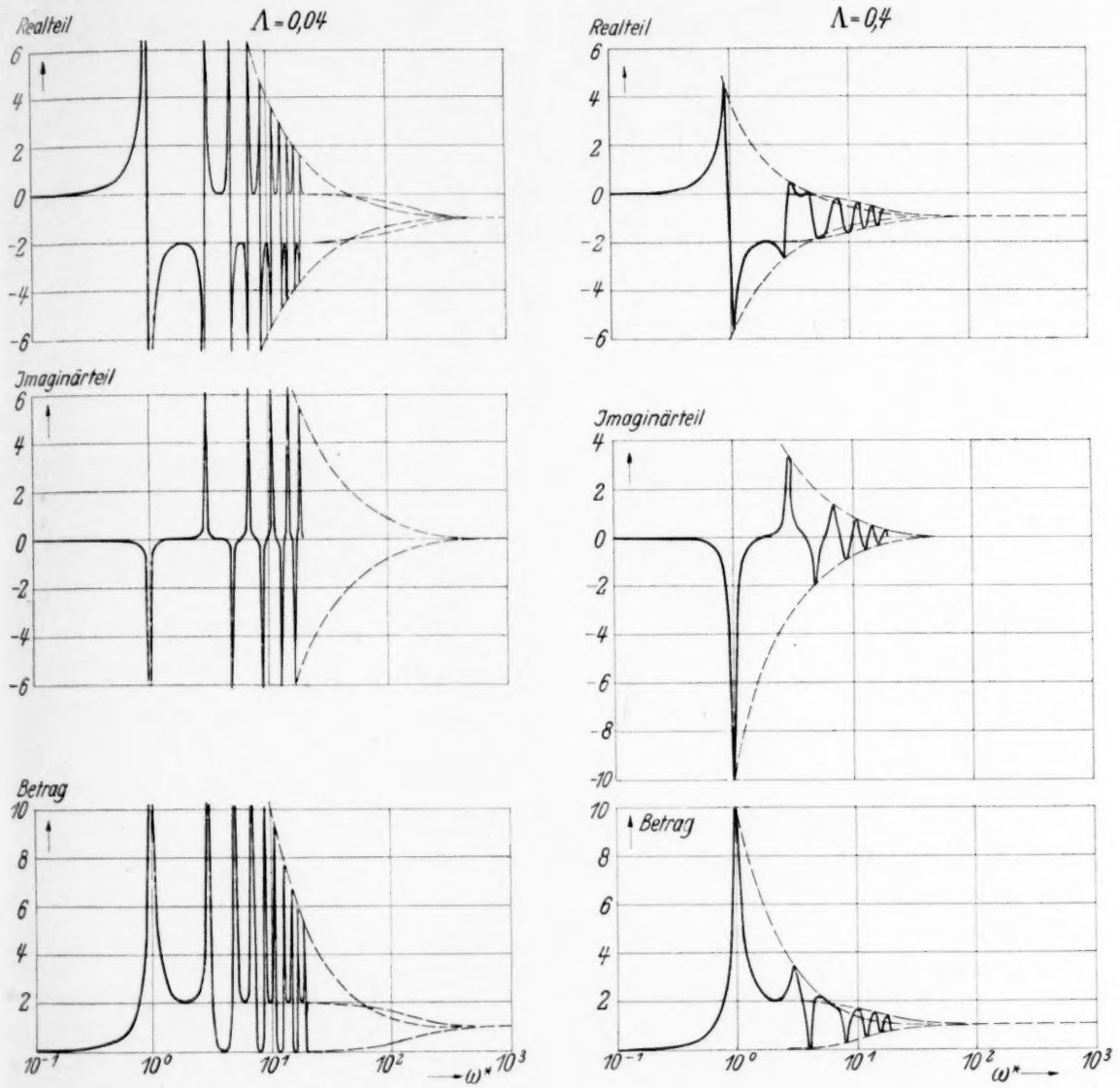


Abb. 2. Die Größe $\frac{\sigma \omega^2 u}{p}$ in Abhängigkeit von der Frequenz für die Mitte einer Saite und gleichmäßig verteilte Kraft, berechnet

Aufbau der Amplitude beteiligt sind, in der Saitenmitte einen Knoten hat.

Abb. 3 zeigt den Klammerausdruck in (10) bei festgehaltener Frequenz in Abhängigkeit

zwei verschiedene Dämpfungen. Die gestrichelten Linien zeigen, wie die verschiedenen Maxima und Minima sich ihren asymptotischen Werten nähern. Es sei noch angemerkt, daß in diesem Beispiel keine der Eigenfunktionen, die am

von ξ, oder mit anderen Worten die Amplitudenverteilung längs der Saite, nach Real- und Imaginärteil getrennt. Einmal fällt die anregende Frequenz mit einer tieferen und einmal mit einer höheren Eigenfrequenz zu-

sammen. Beide Fälle sind wieder für zwei verschiedene Dämpfungen dargestellt. Die Kurven lassen erkennen, in welcher Weise sich die Amplitudenverteilung ihrer asymptotischen Gestalt nähert. Auch die Bemerkungen von S. 117 über die Schärfe der Knotenlinien und die Phasenverhältnisse in ihrer Umgebung werden durch die Abbildung illustriert.

Z. B. erhält man im Falle des an beiden Enden gelenkig gelagerten Stabs, für den die Randbedingungen gelten:

$$u\left(-\frac{l}{2}\right)=0\,,\quad u\left(\frac{l}{2}\right)=0\,,$$

$$\left(\frac{d^2u}{dx^2}\right)_{x=-\frac{l}{2}}=0\,,\quad \left(\frac{d^2u}{dx^2}\right)_{x=\frac{l}{2}}=0\,,$$

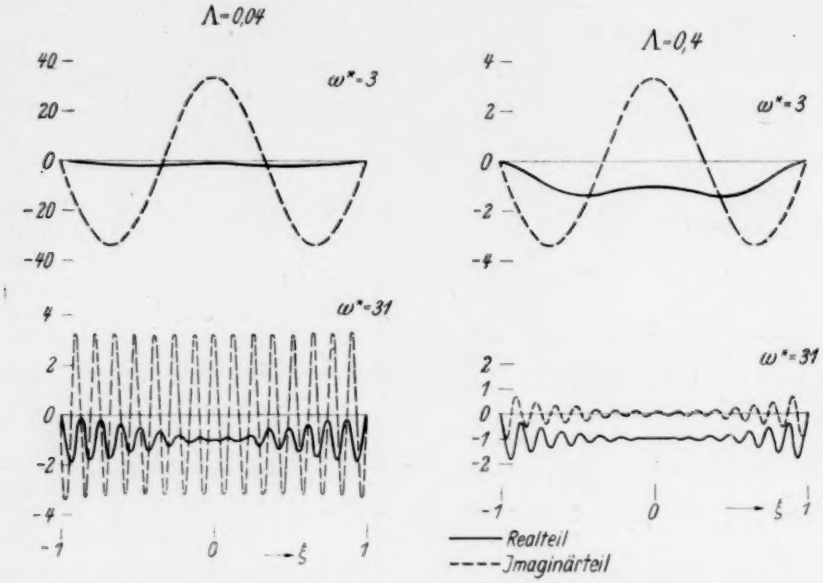


Abb. 3. Amplitudenverteilung längs einer Saite, berechnet

b) Der Stab. Ein Stab, der dünn im Vergleich zu seiner Länge ist, werde durch eine überall gleiche Kraft $pe^{i\omega t}$ je Längeneinheit zu erzwungenen Biegungsschwingungen angeregt. Die Amplitude dieser Schwingungen genügt der Differentialgleichung:

$$\frac{d^4u}{dx^4}-\frac{\omega^2}{c^2}u=\frac{p}{\varrho F c^2}\,,$$

wo

$$c^2=\frac{EJ}{\varrho F}(1+i\eta)\,.$$

Hierbei ist F die Fläche, J das Flächenträgheitsmoment des Stabquerschnittes bezogen auf die Achse, um die sich die Querschnitte bei der Biegung drehen.

Auch in diesem Fall kann man die Lösung in geschlossener Form darstellen. Der dafür passende Lösungsansatz ist:

$$u=A_1e^{i\frac{\omega}{c}x}+A_2e^{-i\frac{\omega}{c}x}+A_3e^{\frac{\omega}{c}x}+A_4e^{-\frac{\omega}{c}x}+A_5\,.$$

die Amplitudenfunktion

$$u(x)=\frac{p}{\varrho F\omega^2}\left(\frac{\cos\frac{\omega}{c}x}{2\cos\frac{\omega}{c}\frac{l}{2}}+\frac{\mathfrak{Cof}\frac{\omega}{c}x}{2\,\mathfrak{Cof}\frac{\omega}{c}\frac{l}{2}}-1\right).$$

c) Rechteckige Platte. Bei Platten gelingt in keinem Falle eine Lösung in geschlossener Form wie bei den vorhergegangenen Beispielen. Eine numerische Auswertung der Reihenentwicklung wäre außerordentlich mühsam. Wir müssen uns daher mit den allgemeinen Aussagen, die aus (8) gefolgert wurden, begnügen. Danach sind ja die Abb. 2 und 3 in allem qualitativ Wesentlichen auch für Platten gültig.

Für den Fall der rechteckigen Platte mit gelenkig gelagerten Rändern — der mathematisch am einfachsten ist und dessen Verwirklichung bei den in II beschriebenen Versuchen ange-

strebt war, — seien aber wenigstens kurz die Eigenfunktionen, die Eigenfrequenzen und die Entwicklungskoeffizienten der Kraftverteilung bei einer auf der ganzen Fläche konstanten Kraft $p e^{i\omega t}$ je Flächeneinheit angegeben.

Die Randbedingungen lauten in diesem Fall, wenn die Platte durch $x=0$, $x=a$, $y=0$, $y=b$ begrenzt ist:

$$u(0,y)=0,\ u(a,y)=0,$$
$$u(x,0)=0,\ u(x,b)=0,$$

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)=0 \text{ für } x=0 \text{ und } x=a,$$

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)=0 \text{ für } y=0 \text{ und } y=b.$$

Hierzu gehören die Eigenfunktionen

$$u_{m\,n}(x,y)=\sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b}$$

und die Eigenfrequenzen

$$\omega_{m\,n}=c_0\pi^2\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right).$$

Ist die Platte quadratisch $(a=b)$, dann ist

$$\omega_{m\,n}=\frac{c_0\pi^2}{a^2}(m^2+n^2)=\omega_{11}\frac{m^2+n^2}{2}.$$

Die Entwicklungskoeffizienten der angenommenen Kraftverteilung sind:

$$p_{m\,n}=\begin{cases}\dfrac{16\,p}{\pi^2\,m\,n}, & (m,n=1,3,5\ldots),\\ 0, & (m,n=2,4,6\ldots).\end{cases}$$

In der Reihenentwicklung für u ist also über 2 Indizes m und n zu summieren.

II. Messungen an erzwungenen Plattenschwingungen

1. Aufgabe

Zur Prüfung der in I. gezogenen Folgerungen wurden einige Messungen an erzwungenen Plattenschwingungen angestellt. Untersucht wurden quadratische, an den Rändern gelenkig gelagerte Platten, die durch eine über die Plattenfläche gleichmäßig verteilte, sinusförmig veränderliche Kraft angeregt wurden (vgl. das letzte Beispiel). Zweierlei Messungen wurden ausgeführt: 1. Messungen der stationären Durchbiegungsamplitude des Mittelpunkts der Platten in Abhängigkeit von der Frequenz. 2. Messungen der Amplitudenverteilung auf der Platte bei festen Frequenzen.

2. Meßanordnung

Die untersuchten quadratischen Platten hatten eine Seitenlänge von 18 cm. Sie wurden von 4 gegen ihre Ränder leicht angestemmten Leisten durch Reibung gehalten. Diese Art der Festhaltung verwirklicht mit guter Annäherung die Randbedingungen, die einer gelenkigen Lagerung des Randes entsprechen.

Die gleichmäßig verteilte anregende Kraft wurde elektrostatisch erzeugt mit Hilfe einer starren Anregungselektrode, die mit der (mit leitenden Oberflächen versehenen) Platte einen Plattenkondensator bildet (s. Abb. 4). Eine

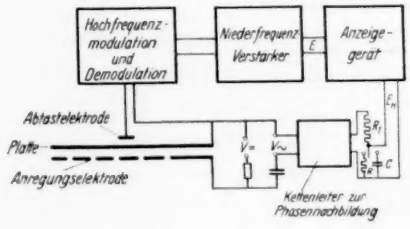


Abb. 4. Anordnung zur Messung erzwungener Plattenschwingungen

praktisch sinusförmig veränderliche Kraft wird in üblicher Weise erzielt, indem man an den Plattenkondensator die Summe einer sinusförmigen Wechselspannung $V_\sim$ und einer im Vergleich dazu hohen Gleichspannung $V_=$ anlegt[1]). Die Wechselkraft je Flächeneinheit wird aus Plattenabstand und Spannung berechnet. Sie betrug bei den Versuchen 4—5 dyn/cm².

Das zwischen Platte und Anregungselektrode eingeschlossene Luftpolster kann einen störenden Einfluß auf die Bewegung der Platte ausüben; um ihn möglichst zu vermindern, ist die Anregungselektrode mit vielen Löchern versehen. Wegen dieser Löcher ist die Berechnung der Kraft nach den für einen Plattenkondensator geltenden Formeln ungenau. Bei dem angewandten Ausmaß der Lochfläche (10% der Plattenfläche) ist diese Unsicherheit aber nicht

[1]) W. Wien und F. Harms, Hdb. Exp. Physik, Bd. 17, 2, Leipzig 1934, Kap. II, § 5.

größer als der Fehler der absoluten Werte der gemessenen Durchbiegungen[1]).

Bei der geringen Kraft sind nach der asymptotischen Formel (9) für $\varrho d = 0{,}1$ g cm^{-2} (die leichtesten Platten, die die für die Einspannung nötige Festigkeit haben, besitzen etwa diese Masse je Flächeneinheit) und $\omega = 10^4$ (etwa 1600 Hz) Durchbiegungsamplituden von $5 \cdot 10^{-7}$ cm zu erwarten. Um diese Größe noch einigermaßen genau messen zu können, ist nötig, daß die Meßapparatur wenigstens $5 \cdot 10^{-8}$ cm eben noch anzeigt!

Zum Nachweis und zur Messung so kleiner Durchbiegungen kommt nur eine Kapazitätsmethode in Betracht. An der gewünschten Stelle steht der Platte eine kleine Abtastelektrode gegenüber. Die Änderungen der Kapazität zwischen Abtastelektrode und Platte werden zur Modulation einer Hochfrequenzspannung ausgenutzt. Die niederfrequente Modulation wird dann durch einen Gleichrichter von der Hochfrequenz getrennt, genügend verstärkt und angezeigt.

Zur Modulation und Demodulation diente ein Gerät von R. v. RADINGER[2]). Die Modulation geschieht dabei so, daß von einer konstanten Hochfrequenzspannung durch einen Spannungsteiler, der aus zwei Kondensatoren besteht, ein Bruchteil der Spannung abgegriffen wird. Einem der Kondensatoren ist die veränderliche Kapazität parallel geschaltet. Dadurch wird die abgegriffene Spannung moduliert. Diese Schaltung gewährleistet unbedingte Amplituden- und Phasentreue zwischen Kapazitätsänderung und Modulation, was die meist verwendete RIEGGERsche Schaltung, die die Kapazitätsänderungen zur Verstimmung eines elektrischen Schwingungskreises ausnutzt, wegen möglicher Einschwingvorgänge nicht sicher tut. — Die Demodulation geschieht durch eine Gleichrichterröhre mit einer negativen Gittervorspannung, die fast so groß ist wie die Amplitude der modulierten Hochfrequenz. Prozentual kleine Amplitudenänderungen der Hochfrequenz bewirken dadurch verhältnismäßig große prozentuale Änderungen des mittleren Anodenstroms der Gleichrichterröhre.

Die absolute Eichung der Meßanordnung in cm erfolgt mit Hilfe der meßbaren Änderung des mittleren Anodenstroms, die durch eine bekannte Verschiebung der Abtastelektrode

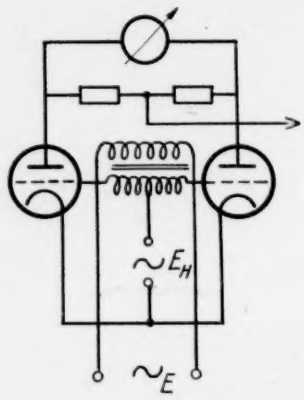


Abb. 5. Schaltung des wattmetrischen Anzeigegerätes

(mittels einer Mikrometerschraube zu bewerkstelligen) erzeugt wird.

Ein besonderes wattmetrisch arbeitendes Anzeigegerät zeigt die komplexe Amplitude nach Real- und Imaginärteil getrennt an (diese Trennung tritt ja auch in der Theorie in übersichtlicher Weise auf). Die von TURNER und NAMARA angegebene Schaltung des Geräts zeigt Abb. 5[1]). Auf die Gitter zweier gleicher Röhren mit quadratischen Kennlinien wird die zu messende Sinusspannung $E = E_o \cos(\omega t + \varphi)$ im Gegentakt, außerdem eine Hilfsspannung $E_H = E_{Ho} \cos(\omega_H t)$ im Gleichtakt gegeben. Die Spannung zwischen den beiden Anoden ist also proportional zu

$$(11) \qquad (E + E_H)^2 - (E - E_H)^2 = 4 E_o E_{Ho} \cos(\omega t + \varphi) \cos \omega_H t.$$

Ein träges Galvanometer zeigt einen zeitlichen Mittelwert dieser Spannung an. Ist $\omega = \omega_H$

[1]) Vgl. dazu R. v. RADINGER, Meßeinrichtung zur Bestimmung akustischer und mechanischer Widerstände aus ihrer Rückwirkung auf ein elektrostatisches Antriebssystem. Diss. Berlin 1934, S. 5.

[2]) R. v. RADINGER, l. c.

[1]) H. M. TURNER und F. T. MCNAMARA, An electron tube wattmeter and voltmeter and phase shifting bridge, Proc. Instn. Radio Engr. 18 (1930), S. 1743.

d. h. die Frequenz der zu messenden Spannung genau gleich der Frequenz der Hilfsspannung, dann ist der Mittelwert proportional zu $E_o E_{H_o} \cos\varphi$. Gibt man also der Hilfsspannung konstante Amplitude und gegenüber der Kraft, die die Plattenschwingungen anregt, die Phasenverschiebung 0 oder $\pi/2$, dann zeigt das Galvanometer proportional zum Real- oder Imaginärteil von E an.

Die Hilfsspannung E_H wird über einen Spannungsteiler (wahlweise R_1, R oder R_1, C in Abb. 4) von der Wechselspannung zwischen Platte und Anregungselektrode abgegriffen. Sie hat damit zwangsläufig dieselbe Frequenz wie die stationäre erzwungene Plattenschwingung. C ist so bemessen, daß $\frac{1}{\omega C} \ll R_1$ ist. Dann hat die Hilfsspannung gegenüber der anregenden Kraft die Phasenverschiebung 0 oder $-\pi/2$, je nachdem sie an dem Widerstand R oder an der Kapazität C abgegriffen wird. (Da die Hilfsspannung für alle Frequenzen konstant gehalten werden muß, muß C veränderbar sein).

Damit nun das wattmetrische Anzeigegerät Real- und Imaginärteil der Durchbiegungsamplitude zeigt, muß die Ausgangsspannung des Verstärkers, E_o, mit ihr proportional und in gleicher Phase sein. Dies ist wegen der Phasendrehung, die der Verstärker verursacht, nicht ohne weiteres der Fall. Um diesen Fehler auszuschalten, wird die Hilfsspannung durch einen geeigneten Kettenleiter geleitet (s. Abb. 4), der die Phasendrehung des Verstärkers im ganzen in Betracht kommenden Frequenzbereich möglichst genau nachbildet.

Ist $\omega \neq \omega_H$, dann ist der zeitliche Mittelwert von (11) Null, sofern das Galvanometer über eine genügend lange Zeit mittelt, oder anders ausgedrückt, sofern die Differenz $|\omega - \omega_H|$ genügend groß im Vergleich mit der reziproken Einstelldauer des Galvanometers ist. Das wattmetrische Anzeigegerät ist also selektiv für die Frequenz ω_H. Da man die Einstelldauer des Galvanometers recht groß wählen kann, kann man ohne Schwierigkeit für den „ausgeblendeten" Frequenzbereich eine Bandbreite von 1 Hz oder weniger erzielen. Diese Selektivität ist hier besonders wertvoll, da es sich um die Messung schwacher sinusförmiger Schwingungen inmitten eines starken Störspektrums (verursacht durch Verstärkerrauschen und vor allem durch stets vorhandene zufällige Erschütterungen) handelt.

Die Brauchbarkeit der Anordnung für Meßzwecke erfordert, daß die Anzeige der Durchbiegungsamplitude proportional ist, und daß der Proportionalitätsfaktor unabhängig von der Frequenz ist. Bei der aufgebauten Apparatur waren beide Forderungen befriedigend erfüllt. — Die kleinste beobachtbare Verschiebungsamplitude betrug einige 10^{-8} cm.

Die Amplituden des Plattenmittelpunkts in Abhängigkeit von der Frequenz wurden mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers photographisch registriert. Der Vorschub des Registrierpapiers war dabei mit der Frequenzeinstellung des Schwebungssummers, der die Wechselspannung zur Anregung der Platte lieferte, gekuppelt. Außer Real- und Imaginärteil wurde hierbei immer auch der absolute Betrag registriert, wobei statt des wattmetrischen Anzeigegeräts das Spiegelgalvanometer mit einer Diode als Gleichrichter verwendet wurde. Abb. 6 zeigt einige Beispiele solcher Registrierungen, die alle an derselben Platte ausgeführt sind. Bei den durch senkrechte schwarze Striche markierten Frequenzen wurde jeweils der Verstärkungsgrad der Apparatur auf einen höheren Wert umgeschaltet. Das läßt sich bei dem großen Amplitudenbereich, der durchlaufen wird, nicht vermeiden. Die Beispiele sollen zeigen: 1. die Reproduzierbarkeit der Frequenzkurven bei unveränderter Einspannung einer Platte. Vgl. die nacheinander aufgenommenen Kurven *a* und *b*. 2. Die Wirksamkeit der selektiven wattmetrischen Anzeige; die Registrierung des absoluten Betrags (Abb. 6 d) ist mit einem Anzeigeinstrument aufgenommen, das für alle Frequenzen gleich empfindlich ist. Bei hoher Verstärkung ist daher ein beträchtlicher unregelmäßig schwankender Ausschlag vorhanden, der nur noch von störenden Erschütterungen herrührt. Bei den mit der selektiven Anzeige aufgenommenen Kurven ist von durch Störungen verursachten Unregelmäßigkeiten nichts zu

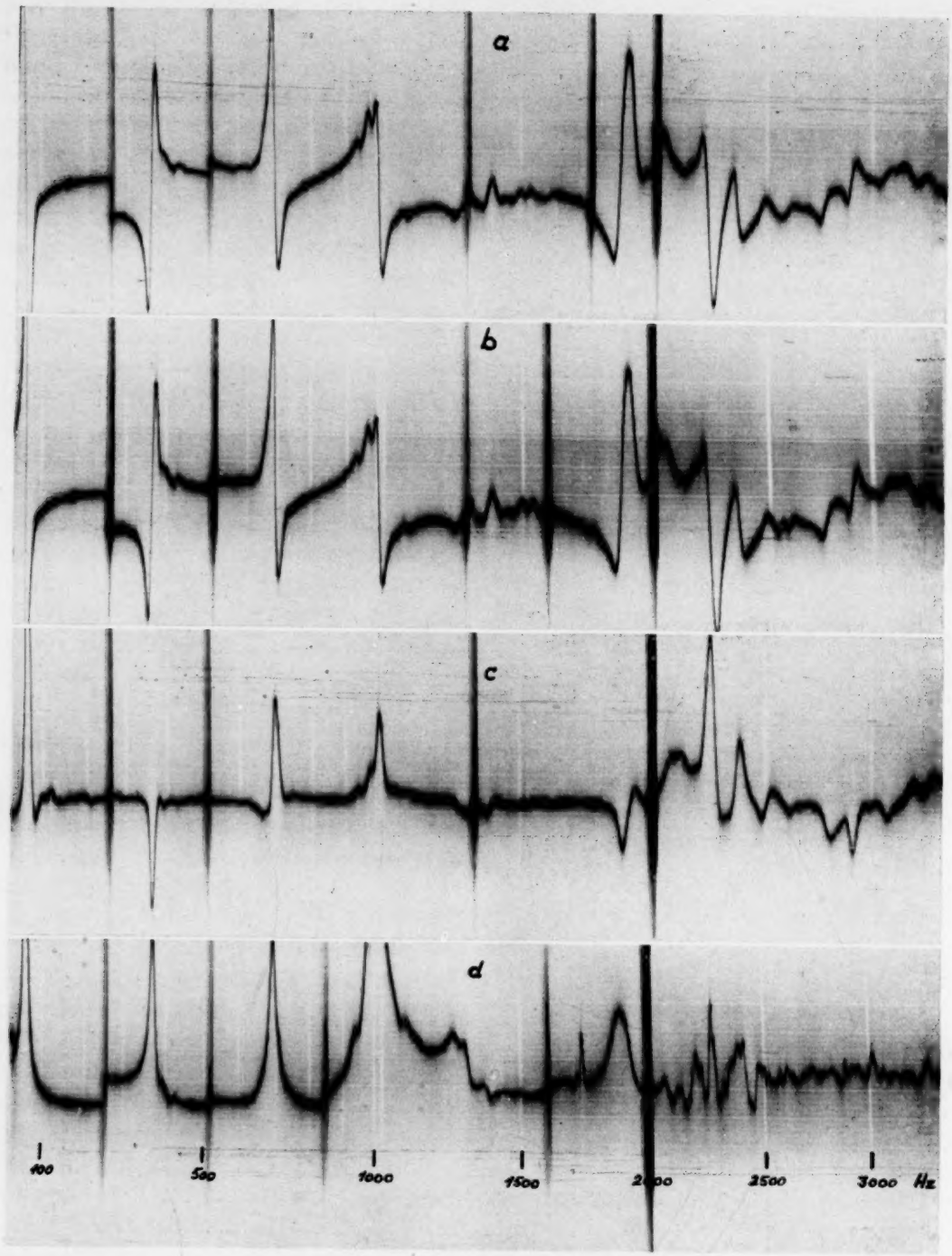


Abb. 6. Registrierungen der Amplituden einer Platte in Abhängigkeit von der Frequenz
a, *b* Realteil, nacheinander aufgenommen, *c* Imaginärteil, *d* Betrag

merken, wie die gute Reproduzierbarkeit der Kurven *a* und *b* zeigt.

Durch einige Vorversuche wurde festgestellt, welchen Einfluß auf die Frequenzkurven eine neu vorgenommene Einspannung derselben Platte und eine Veränderung des Luftpolsters zwischen Platte und Anregungselektrode (vorgenommen durch Vergrößerung der Anzahl der Löcher in der Anregungselektrode) hat. Es ergab sich, daß die Frequenzkurven bis etwa 1500 Hz zuverlässig reproduzierbar waren. Dagegen ließen sich bestimmte Einspannbedingungen nicht so genau wiederherstellen, daß auch bei höheren Frequenzen die Kurven sich reproduzierten. Die erhaltenen Registrieraufnahmen wurden daher nur bis 1500 Hz ausgewertet.

3. Meßergebnisse

Die lehrreichsten Meßergebnisse sind in den Abb. 7, 8 und 9 dargestellt. Die Abb. 7 und 8 zeigen die Frequenzkurven der Amplitude im Mittelpunkt von 2 Platten. Nähere Angaben über die Platten finden sich unter den Abbildungen; die dort angegebenen Werte der Dämpfung η sind aus den gemessenen Frequenzkurven ermittelt. Abszisse ist die Frequenz in Vielfachen der tiefsten Eigenfrequenz: $\omega^* = \omega/\omega_1$. Als Ordinate ist aufgetragen die mit $\frac{\varrho d \omega^2}{p}$ multiplizierte Amplitude u, die dem Summenausdruck von (8) entspricht.

Die relative Lage der theoretisch nach S. 121 zu erwartenden Resonanzfrequenzen ist durch kleine Pfeile gekennzeichnet. Sie stimmt mit der beobachteten recht gut überein. Insbesondere treten — wenigstens bei tiefen Frequenzen — keine durch die Art der Kraftverteilung verbotenen Resonanzfrequenzen auf. Die beobachteten Resonanzfrequenzen spalten teilweise etwas auf, was auf Unsymmetrien und Inhomogenitäten der Platten zurückzuführen ist. Die Aufspaltung tritt, wie es sein muß, nur bei mehrfachen Eigenfrequenzen auf. Im übrigen entspricht der Verlauf der Kurven qualitativ dem zu erwartenden. Ein genauerer Vergleich mit der Theorie würde die vorherige Kenntnis der Dämpfung η für alle Frequenzen erfordern, die ja einen großen Einfluß besonders auf die Höhe der Maxima hat.

In Abb. 9 ist wiedergegeben die gemessene Amplitudenverteilung längs eines Schnitts durch die Platte, zu der die Frequenzkurven Abb. 7 gehören. Der Schnitt geht parallel zu einer Seite durch die Plattenmitte. Die anregende

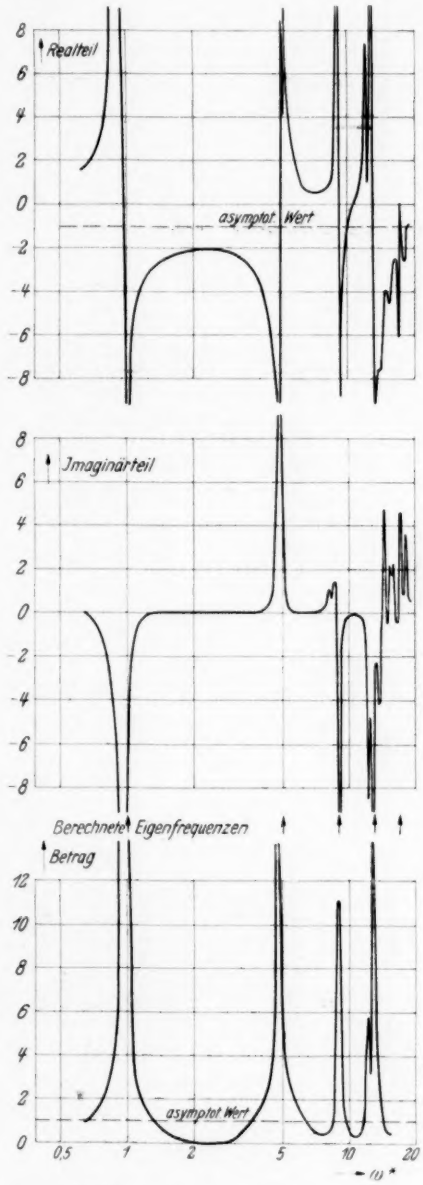


Abb. 7. $\frac{\varrho d \omega^2 u}{p}$ in Abhängigkeit von der Frequenz für die Mitte einer Platte und gleichmäßig verteilte Kraft, gemessen
Platte aus Glas, $d = 0{,}5$ mm, $\varrho d = 0{,}13$ gr cm^{-2}, $\omega_{11} = 78$ Hz, $\eta = 0{,}02$ bis $0{,}04$

Frequenz war nahe bei der zu den Indizes $m = 3$, $n = 3$ gehörigen Resonanzfrequenz $\omega^*_{33} = 9$. Der Imaginärteil ist praktisch allein durch die zugehörige Eigenfunktion gegeben. Legen wir die x-Achse in den Schnitt, dann ist die Amplitudenverteilung längs des Schnitts also durch $\sin \frac{3\pi x}{a}$ bestimmt. Die anderen Eigenfunktionen liefern keinen merklichen Beitrag, wie man aus den Angaben S. 121 berechnen kann. Die Anteile der Summenglieder von (8), die in merklicher Stärke am Aufbau des Realteils beteiligt sind, sind in Abb. 10 dargestellt. Auf diejenigen Anteile, die zu $m \neq 3$, $n \neq 3$ gehören, hat die genaue Lage der anregenden Frequenz und die Dämpfung (solange sie klein ist) praktisch keinen Einfluß (vgl. Abb. 1). Der Anteil, der zu $m = 3$, $n = 3$ gehört, ist durch den steilsten Teil der Resonanzkurve bestimmt. Er hängt daher stark von Frequenz und Dämpfung ab, so daß man ihn nicht in sicherer Größe

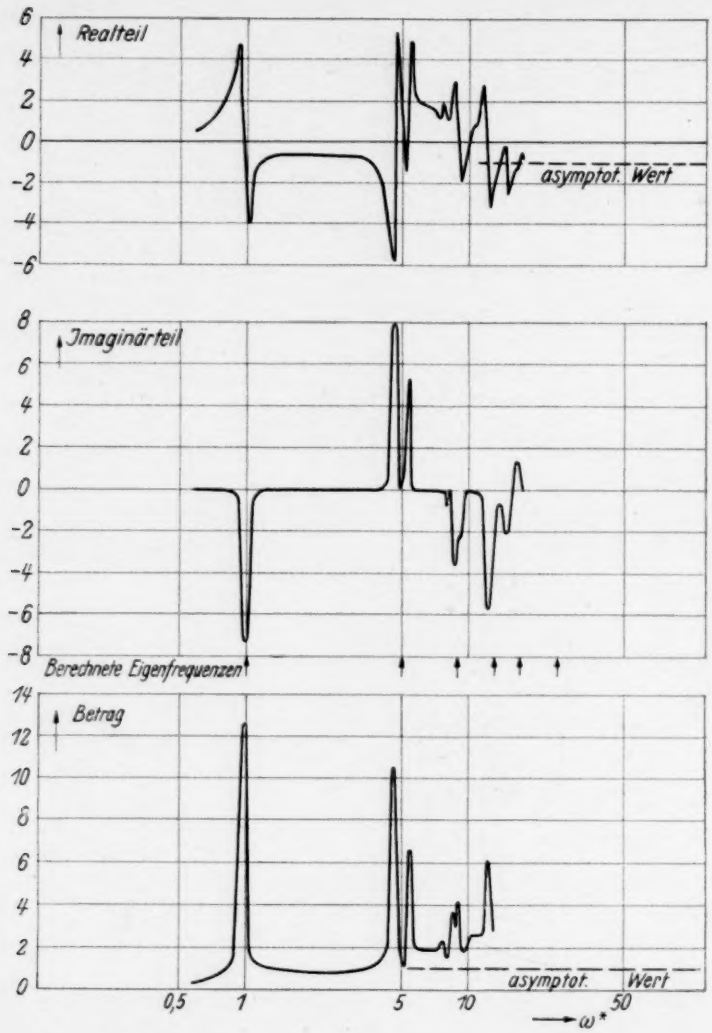


Abb. 8. $\frac{\varrho d \omega^2 u}{p}$ in Abhängigkeit von der Frequenz für die Mitte einer Platte und gleichmäßig verteilte Kraft, gemessen

Platte aus Pertinax $d = 1{,}0$ mm, $\varrho d = 0{,}14$ g cm^{-2}, $\omega_{11} = 86$ Hz, $\eta = 0{,}04$ bis $0{,}08$

in Abb. 10 einzeichnen kann. Die Gesamtamplitude (Abb. 10 g) ist deshalb eingezeichnet für zwei Fälle: 1. ausgezogen: ω^* ist genau gleich 9; die Gesamtamplitude ergibt sich dann als Summe von a, b, c, d, f. 2. Gestrichelt: ω^* ist ein wenig größer; die Gesamtamplitude ist dann die Summe von a, b, c, d, e, f.

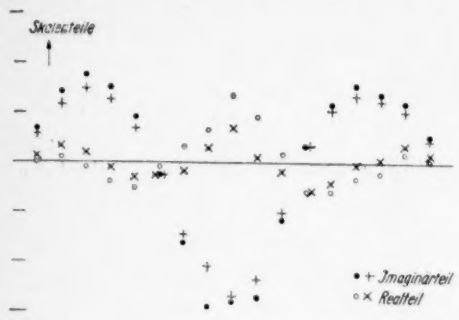


Abb. 9. Amplitudenverteilung auf einer Platte, gemessen
Platte aus Glas, siehe Abb. 7. $\omega \approx \omega_{33}$, $\omega_{33} = 700$ Hz

Die Meßpunkte der Abb. 9 (die Kreise und Kreuze beziehen sich auf zwei nacheinander ausgeführte Meßreihen) liegen offensichtlich zwischen diesen beiden Fällen; die Kreise näher beim ersten, die Kreuze näher beim zweiten Fall, was auf eine geringe Zunahme der Frequenz während der Messung schließen läßt.

Der Gültigkeitsbereich der asymptotischen Formel (9) ist bei keiner der untersuchten Platten erreicht worden. Die Frequenzkurven Abb. 7 und 8 deuten lediglich an, daß bei der stärker gedämpften Platte die Amplituden mit wachsender Frequenz rascher ihren asymptotischen Werten sich nähern. Mehr ist bei der verhältnismäßig geringen Dämpfung der Platten und dem beschränkten der Messung zugänglichen Frequenzbereich (der bei allen Platten etwa bis $\omega^* = 20$ reichte) auch nicht zu erwarten. Leider ist jede Anordnung, die in dieser Richtung weiterhelfen würde, mit großen technischen Schwierigkeiten verknüpft.

III. Eine Anwendung auf die Schallübertragung durch Einfachwände

Im Bereich der Frequenzen hörbaren Schalls sind Einfachwände üblicher Ausmaße als dünne Platten anzusehen. Die Schallübertragung durch eine Wand wird durch die Biegungsschwingungen vermittelt, zu denen sie durch auftreffenden Luftschall angeregt wird. Ein genaues Verständnis der Schallübertragung erfordert also die Kenntnis des Verhaltens erzwungener Biegungsschwingungen. Von technischer Bedeutung ist die Frage: Welcher Bruchteil der auf die eine Seite der Wand auffallenden Schalleistung wird durch die Wand auf die andere Seite übertragen? Den reziproken Wert dieses Bruchteils bezeichnet man als Schalldämmung.

Da es sich um im einzelnen sehr verwickelte Vorgänge handelt, ist im allgemeinsten Fall kaum ein genaues Verständnis zu gewinnen. Jedoch kann man einige Erscheinungen verstehen von dem Grenzfall aus, in dem die Wandschwingungen das asymptotische Gesetz (9) befolgen. Dies sei hier kurz skizziert[1]).

Auf die Schalldämmung von Einfachwänden ist, wie zahlreiche Messungen gezeigt haben, in der Hauptsache nur eine einzige Wandeigenschaft von Einfluß, nämlich die Wandmasse je Flächeneinheit. Dies läßt sich so erklären: Die erste Eigenfrequenz von Wänden üblicher Ausmaße liegt zwischen 1 und 100 Hz. Die Schall-

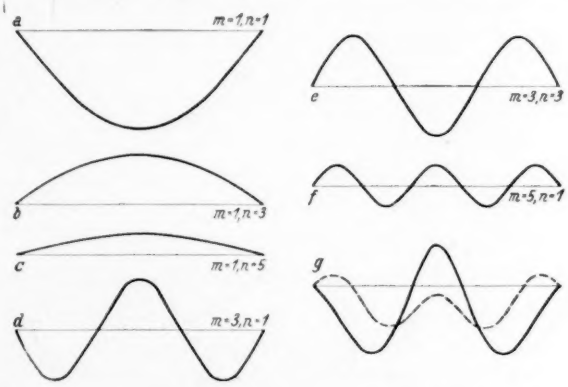


Abb. 10. Der Aufbau des Realteils der Amplitudenverteilung von Abb. 9

dämmungsmessungen werden meist in dem Frequenzbereich von 100—3000 Hz ausgeführt. Sofern die Wände genügend gedämpft sind, ist also zu erwarten, daß in diesem Bereich das asymptotische Gesetz gilt, oder doch wenigstens

[1]) Ausführlicher wird hierüber demnächst berichtet werden.

in einiger Annäherung gilt. Dann ist verständlich, daß die Wandmasse für die Schalldämmung von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Auf Grund von (9) kann man (unter einigen weiteren vereinfachenden Voraussetzungen) die Schwingungsamplituden einer Wand und ihre Schalldämmung berechnen. Direkte Messungen der Amplituden einer Anzahl von Wänden, die durch Luftschall angeregt wurden, ergaben nun Werte, die 5—10mal so groß sind als (9) erwarten läßt[1]). Damit im Einklang steht, daß die Messungen der Schalldämmung meist kleinere Werte ergeben als die Berechnung auf Grund von (9). Das läßt darauf schließen, daß in dem Frequenzbereich, in dem man die Schalldämmung zu messen pflegt, das asymptotische Gesetz meist noch nicht ganz erfüllt ist. Dann sind ja größere Amplituden und damit kleinere Schalldämmungen möglich, als Folge von Resonanz mit Eigenfrequenzen.

Es ist zu erwarten, daß die Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Schalldämmung um so besser ist, je besser die Voraussetzungen für die Gültigkeit von (9) erfüllt sind. Tatsächlich zeigt eine genauere Betrachtung der Schalldämmungswerte unter Berücksichtigung der ersten Eigenfrequenz der Wände, daß die Abweichung der gemessenen von den berechneten Werten um so kleiner ist, je tiefer die erste Eigenfrequenz liegt. Bei Wänden mit sehr tiefer Grundfrequenz herrscht genaue Übereinstimmung.

Noch eine andere Erfahrungstatsache vermag das asymptotische Gesetz zu erklären: Fällt eine ebene Welle in beliebiger Richtung auf eine Wand, dann ist die übertragene Schallwelle auch eine ebene Welle derselben Richtung. Darauf beruht es, daß man oft anzugeben vermag, in welcher Richtung eine Schallquelle liegt, die man durch eine Wand hindurch hört. Die Erklärung folgt daraus, daß die Verteilung der Schwingungsamplituden auf der Wand dem Betrag und der Phase nach ein Abbild der Druckverteilung ist.

[1]) E. MEYER, Grundlegende Messungen zur Schallisolation von Einfachtrennwänden, S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1931.

Zusammenfassung

Für dünne, ebene Platten wird die Amplitude erzwungener sinusförmiger Schwingungen unter Berücksichtigung der Dämpfung berechnet. Aus dem Ergebnis folgen Aussagen über die Schärfe der Knotenlinien der Klangfiguren. Für den Grenzfall hoher Frequenzen läßt sich für die Amplitude der erzwungenen Schwingung ein einfaches asymptotisch gültiges Gesetz angeben. Danach verhält sich die Platte in diesem Grenzfall so, als ob sie keine Steifigkeit besäße.

Soweit möglich, wurden die theoretischen Folgerungen durch Messungen geprüft und im wesentlichen bestätigt.

Das asymptotische Gesetz rechtfertigt teilweise einen Ansatz, der mehrfach zur Berechnung der Schallübertragung durch Wände gemacht wurde.

Die vorliegende Arbeit wurde veranlaßt durch die Untersuchungen von Herrn Prof. E. MEYER über die Schallübertragung durch Wände. Für diese Anregung und für seine rege Anteilnahme möchte ich Herrn Prof. MEYER herzlichst danken.

(Eingegangen am 21. Januar 1937.)

Der Einfluß des Materials von Orgel-Metallpfeifen auf ihre Tongebung

Von Werner Lottermoser, Berlin

Mit 5 Abbildungen

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

Die Frage, ob das Wandmaterial der Orgelpfeife irgendeinen Einfluß auf die Lautstärke und Klangfarbe ausübt, beschäftigt schon lange den Orgelbauer, ohne daß bisher eine völlige Lösung des Problems gelungen wäre. Wegen der großen Mengen wertvollen Materials, das der Orgelbau benötigt, dürfte es aber gerade jetzt von wirtschaftlicher Bedeutung sein, die Frage aufzugreifen und ihrer Lösung näherzubringen.

E. v. Glatter-Götz [1]) untersuchte eine große Menge von Lippen- und Zungenpfeifen, die bei möglichst gleicher Intonation aus verschiedenen, im Orgelbau gebräuchlichen Materialien angefertigt waren. Aus der Aufnahme von Klangspektren mit dem Grützmacherschen Analysierverfahren wurde geschlossen, daß das Material keinen Einfluß auf die Klangfarbe und Lautstärke besitze, sondern „daß die Einflüsse der geometrischen Form, gegeben durch Mensur und Intonation, für die Klangfarbe allein ausschlaggebend sind".

Mit diesem Befund konnte man sich deshalb nicht zufrieden geben, weil es nicht wahrscheinlich ist, daß sich der Orgelbauer, der auf eine Überlieferung von über 200 Jahren zurückblicken kann, täuschen ließ, auch wenn der Effekt nur gering ist. Der Gehörseindruck, den man von Orgeln erhält, die vorwiegend mit Zinkpfeifen ausgestattet sind gegenüber solchen mit Zinnpfeifen, spricht jedenfalls dafür, daß Einflüsse vorhanden sind.

[1]) E. v. Glatter-Götz, Der Einfluß des Wandmaterials von Orgelpfeifen auf Klangfarbe und Lautstärke. Z. Instrumentenbau 1935.

Schallquellen

In Zusammenarbeit mit der Orgelbauanstalt A. Schuke, Potsdam wurden Prinzipalpfeifen aus Blei 70% 0,8 mm dick, Zinn 80% 0,7 mm dick, Zink 0,6 mm dick und Kupfer 0,6 mm dick entworfen, die auf den Ton *c'* eingestimmt waren. Die Pfeifen wurden mit der üblichen Mensur gebaut und auf der Windlade einer Orgel möglichst gleich intoniert. Sie besaßen keine Kernstiche, d. h. Einkerbungen an dem Windaustrittsspalt, um einen möglichst obertönigen Klang zu bekommen. Dicht über dem Oberlabium wurden die fertigen Pfeifen durchgeschnitten, so daß nun 4 Füße und 4 Röhren vorhanden waren, die untereinander ausgewechselt werden konnten. Ein um die Füße gelöteter Ring sorgte dafür, daß die Röhren stramm auf die Füße aufgepaßt werden konnten. Natürlich wird diese zusätzliche Verstärkung der Füße nicht ohne Einfluß auf die Tongebung bleiben. Da aber alle Pfeifenkombinationen diesen Ring aufwiesen, muß sich seine Wirkung beim Vergleich herausheben. Die Pfeifen wurden durchweg weit unten am Fuß eingespannt, so daß der obere Teil ohne Halterung frei schwingen konnte.

Zum Antrieb der Pfeifen diente ein Gebläse, welches ein großes Schwimmermagazin füllte, dessen Ventil mit der Pfeife verbunden war. Der große Raum verhinderte die Auswirkung der Stöße vollkommen. Der Sicherheit halber wurden aber die Oszillogramme ohne Gebläse, nur bei langsamem Absinken des Schwimmers aufgenommen. Der Druck betrug etwa 80 bis 90 mm Wassersäule.

Lautstärkemessung

Die Gesamtabstrahlung der Pfeifenkombinationen wurde im Hallraum gemessen, wobei das Mittel aus einer großen Zahl von Einzelbeobachtungen genommen wurde. Als Lautstärkemesser diente ein Gerät mit gehörsähnlicher Charakteristik. Es ergaben sich Schwankungen von 88—91 Phon, wenn man die Ergebnisse an derselben Röhre auf verschiedenen Füßen zum Mittel vereinte. Ein systematischer Einfluß des Materials auf die Lautstärke konnte deshalb nicht erkannt werden.

Klanganalysen

Mit Hilfe der GRÜTZMACHERschen Suchtonanalyse wurden die Klangspektren aller Pfeifenkombinationen mehrere Male, auch bei verschiedenen Drucken aufgenommen und die Ergebnisse wie oben gemittelt. Es wurden so zwar Abweichungen in der Intensität der Obertöne bei verschiedenen Metallröhren festgestellt, aber es wurde erkannt, daß naturgemäß die erhaltenen Klangspektren die Obertonverteilung zur zufälligen Zeit der Messung mit konstanter Größe wiedergeben, so, als ob das Klangspektrum eine völlige zeitliche Konstanz aufwiese.

Weiterhin ändert sich schon durch eine kleine Verstellung des Mikrophons gegen die Pfeifenöffnung das Klangspektrum bedeutend, so daß durch eine solche Ortsveränderung das Klangspektrum der Zinnpfeife leicht in das der Zinkpfeife usw. umgewandelt werden kann. Die Ursachen für die Unterschiede im Gehöreindruck verschiedener Metalle müssen deshalb andere sein.

Messung der Wanderregung

Während des Tönens der Pfeifen wurde die Größe der Wanderregung durch Aufsetzen eines elektromagnetischen Abtasters gemessen. An diesen war ein Verstärker mit einem Wechselstrominstrument im Ausgang geschlossen. Gleichzeitig konnte die Art der Erregung im Kathodenstrahloszillographen verfolgt werden. Es zeigte sich dabei, daß bei der Zinkröhre der erste Teilton c' ganz schwach, der 2., 3. und 5. etwas stärker in der Wandung erregt wurden. An der Kupferröhre wurde der erste Teilton am oberen Ende stark, noch stärker aber bei den Zinn- und Bleipfeifen beobachtet. In letzteren trat auch der 2., 3. und 4. Teilton verhältnismäßig stark auf. Auffallend war, daß das Geräuschspektrum des Anblasestromes, das sehr

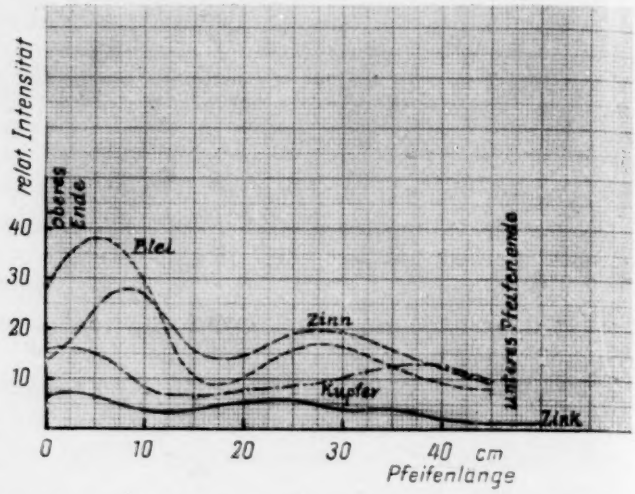


Abb. 1. Stärke der Wanderregung bei schwingender Luftsäule

hoch liegt, beim Zink mit etwa der doppelten Intensität an der Röhre auftrat als beim Blei und deshalb auch stärker abgestrahlt wird. Abb. 1 zeigt die Stärke der Wanderregung ohne Berücksichtigung ihrer Frequenz. Es geht daraus hervor, daß bei einer klanglich günstigen Pfeife die Wandung im Grundton und in den ersten Obertönen der Luftsäule stark mitschwingt. Bei der Aufstellung solcher Pfeifen auf den hölzernen Laden der Orgel gerät diese ganze Holzmasse ins Mitschwingen und strahlt deshalb auch die harmonischen Frequenzen des Pfeifentons ab. Bei einer ungünstigen Pfeife wie bei Zink ist die Wanderregung gering, so daß auch das Mitschwingen nicht stattfindet. Dies dürfte einer der Gründe sein, warum Zinkpfeifen nicht denselben „tragfähigen" Ton haben wie die anderen Pfeifen.

Eigentöne der Metallrohre

Am Oberlabium der Pfeifen wurde ein Knochentelephon befestigt, das mit dem veränderlichen Ton eines Röhrenschwebungssum-

mers beschickt werden konnte. Am oberen Ende der Pfeifenrohre wurde ein elektromagnetisches Abnahmesystem angebracht, durch welches die im Metall absorbierte Schwingungsenergie und die im Metall angeregten Longitudinal-, Torsions- usw. Schwingungen bei verschiedenen Frequenzen des am Oberlabium tönenden Systems gemessen werden konnten. Dadurch wurde erkannt, daß beim Zink erst oberhalb von etwa 450 Hz Schwingungen im Metall merklich angeregt wurden. Beim Zinn und Blei setzt die Anregung schon bei 250 Hz ein. Die gewonnenen Diagramme zeigen ausgeprägte Maxima und Minima bei verschiedenen Frequenzen, weil sowohl die Eigentöne der Luftsäule wie die unharmonisch liegenden der Metallsäule erfaßt wurden.

Durch Beklopfen lassen sich die Eigentöne solcher „fest-frei" schwingender Metallröhren leicht hörbar machen und ihre Frequenz festlegen. Die Berechnung scheitert an der In-

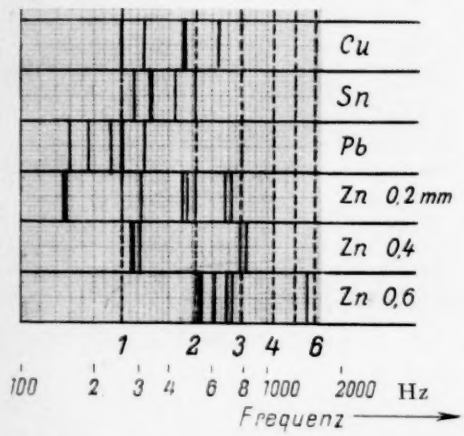


Abb. 2. Eigentöne der Pfeifenwandungen verschiedener Materialien. Dicke Linien: Besonders gut hörbare Töne, Gestrichelte Linien: Luftsäulenteiltöne

homogenität der Rohrwandungen vor allem wegen der Lötnaht. Abb. 2 gibt ein Bild von den so bestimmten Eigentönen, wobei der Ton, welcher sich besonders von den anderen abhob, durch besondere Stärke angegeben wurde. Das Bleirohr besitzt keinen ausgesprochenen Metalleigenton, sondern der der Luftsäule und ihrer Harmonischen wird vor allem erregt. Die Metalleigentöne sind schwach und liegen tief. Beim Zinn lag ein deutlicher Metallton eine Quarte höher als der Luftsäulengrundton. Weitere Metalltöne sind bei *d'* und *a'* zu finden. Der 2. Luftsäulenteilton kann deutlich gehört werden. Das Kupferrohr hat seinen stärksten Metallton bei *b'* bis *h'* und schwächere bei *e'* und *e''*. Das verwendete 0,6 mm Zinkrohr besitzt bei

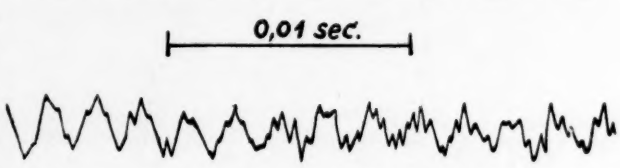


Abb. 3. Klopftöne an der 0,6 mm dicken Zinkpfeifenwandung $V_{max} = 526$ Hz

des'' einen deutlichen Metallton (Abb. 3). Schwächere Teiltöne werden bei *es'*, *es''*, *f''* und *fis*³ festgestellt. Es ist nun sehr bemerkenswert, daß man die klanglichen Eigenschaften des Zinks etwas bessern kann, wenn man den stärksten Metallton durch Wahl einer dünneren Wandung tiefer legt. Er wurde so mit einem 0,4 mm starken Zinkrohr auf *d'*, mit einem 0,2 mm dicken auf *dis* gelegt. Allerdings verschwinden die hohen, schwächeren Eigentöne des Zinks auch bei dünnerem Material nicht völlig.

Abb. 4 zeigt in logarithmischem Maße, wie stark die Wandungen der verschiedenen Rohre mitschwingen, wenn sich in der Nähe der Pfeifenmundöffnung ein tönender elektrodynamischer Lautsprecher befindet. Die Schallstärke des Lautsprechers war etwa gleich der der durch Wind erregten Pfeife. Die Diagramme ergaben sich durch Berücksichtigung der Maximalwerte von Abtastungen längs der ganzen Pfeifenröhre. Es geht daraus hervor, daß durch den bloßen Luftschall die Eigentöne der Metallrohre merklich angeregt werden können, so daß angenommen werden darf, daß bei normalem Betrieb der Pfeife die tönende Luftsäule und vor allem die Geräusche am Oberlabium die Metalltöne anzuregen vermögen, die dann selbst wieder den abgestrahlten Klang modulieren. Im einzelnen ist aus den Messungen zu ersehen, daß die Wandung des dicken Zinks relativ schwach in den harmonischen Teiltönen der Luftsäule mitschwingt. Genaue Frequenzmessungen zeigen auch, daß die stärker auftretenden Erregungsspitzen wie bei 2 und 3 nicht mit den Teiltönen der Luftsäule zusammenfallen. Die oberhalb von 1000 Hz auf-

tretenden Spitzen bewirken, daß das in dieser Höhe liegende Geräuschspektrum des Anblasestroms viel stärker von der Wandung abgestrahlt wird als beispielsweise beim Blei. Wie oben erwähnt, können die Abstrahlungsbedingungen des Zinks verbessert werden, wenn die Wanddicke geringer gewählt wird. Dann schwingt das Metallrohr in den ersten Teiltönen stark mit, z. B. besonders beim 0,4 mm dicken Rohr, bei dem der tiefste Metallei gen- ton ungefähr in Höhe des Grundtons iegt (s. Abb. 2). Die oberhalb 1000 Hz liege den Eigentöne treten demgegenüber zurück. Aus diesen Versuchen erkennt man, wie wichtig es ist, das Oberlabium einer Zinkpfeife aus Zinn anzufertigen, denn dadurch wird die Anregung der hohen Eigentöne vermindert. Wie später gezeigt wird, ist die Tongebung der Bleipfeife

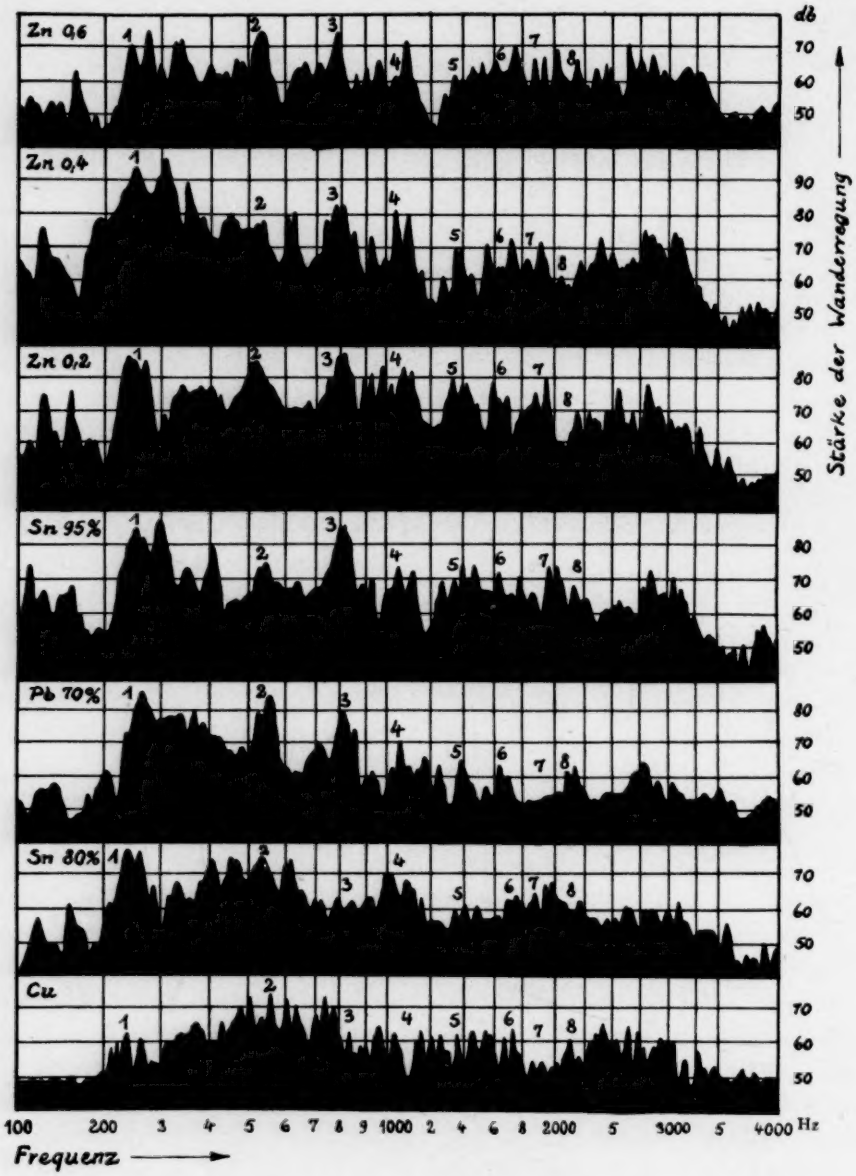


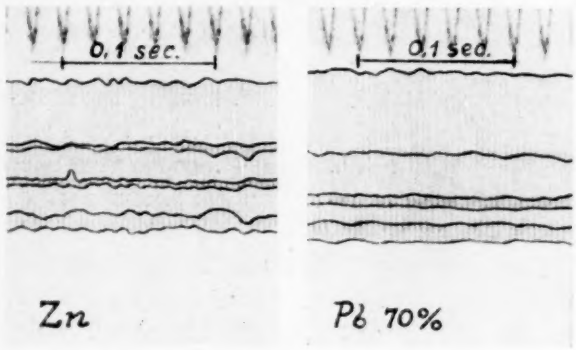
Abb. 4. Abhängigkeit der Stärke Wanderregung von der Frequenz der Luftschallerregung. (1, 2 . . . ungefähre Lage der harmonischen Luftsäulenteiltöne)

konstanter als die der Zinkpfeife mit der dicken Wandung, woraus geschlossen werden kann, daß die im Grundton und den ersten Teiltönen mitschwingende Metallröhre klanglich am besten erscheint. Die stärker von der Zinkröhre abgestrahlten hohen Frequenzen modulieren den Klang und verleihen ihm eine gewisse Rauheit. Bei der Bleipfeife, deren Klang voll und rund ist, sieht man deutlich (Abb. 4), daß die Wandung im wesentlichen in den harmonischen Teiltönen der Luftsäule schwingt und ausgeprägte unharmonische Erregungsspitzen fehlen. Das Zinnrohr (80%) besitzt schon mehr Metalleigentöne, so daß dort ein schwaches Vibrieren des Klanges stattfindet. In noch stärkerem Maße ist das beim Kupfer der Fall, das auch nicht einer gewissen Herbheit des Klanges entbehrt. Immerhin sind bei genügender Wanddicke seine Eigentöne so stark gedämpft, daß eine so starke ungünstige Beeinflussung des Toncharakters wie beim dicken Zink fehlt. Eine Pfeife aus 95% Zinn mit zu dünner Wandung wurde in die Messungen mit einbezogen, wobei die Anregung vorwiegend harmonischer Teiltöne deutlich ist.

Mißt man die Dämpfung der durch Klopfen erregten Metalltöne, dadurch, daß man den Ausgangsstrom des am Pfeifenrohr angebrachten elektromagnetischen Systems auf einen Pegelschreiber wirken läßt, so zeigt sich, daß die Dämpfung der Metalleigentöne ganz besonders stark im Blei und Zinn ist (150—200 db/sec). Im Kupfer beträgt sie etwa 150 db/sec und im dicken Zink nur 50 db/sec. Etwa dieselben Werte erhält man auch, wenn man die Dämpfung durch ein Mikrophon, also ohne die Zusatzbelastung durch den Abnehmer ermittelt. Für das 0,2 mm starke Zink ergab sich auf diese Weise 80 db/sec, für das 0,4 mm dicke 70 db/sec und für das 0,6 mm dicke 50 db/sec. Offenbar hängt dies von der Luftreibung ab, denn das dünne Material schwingt natürlich mit größeren Amplituden bei gleicher zugeführter Energie als das dicke, so daß es seine Energie schneller an die umgebende Luft abgibt.

Ergebnisse

Es mußte nun eine Beziehung der ungünstig hochliegenden schwach gedämpften Metalleigentöne zu den besser liegenden stärker gedämpften des Zinns, Bleis und Kupfers gefunden werden. Da das Klangspektrum keine erkennbaren Einflüsse dieser Faktoren zu zeigen vermochte, wurde vermutet, daß die Metalleigentöne selbst nicht merklich abgestrahlt werden, daß sie aber die Luftsäulenteiltöne durch Kopplung modulieren. Abb. 5a und b zeigen, daß der Klang der Zinkpfeife stärker flackert als der der Bleipfeife. Die Oszillogramme wurden bei langsamem Ablauf und bei Verzerrung zugunsten hoher Frequenzen gewonnen. Die Modulation der höheren Teiltöne macht sich so durch die



a b

Abb. 5a u. b. Schallverlauf beim einer a Zinkpfeife und b Bleipfeife mit gleicher Grundtonfrequenz (hohe Frequenzen bevorzugt)

Unregelmäßigkeit der durchlaufenden Schatten bemerkbar. Daß die Modulation nicht streng periodisch ist, hängt wahrscheinlich ab von der inkonstanten Anregung der Metalltöne durch die Luftsäule und an der Schneide des Oberlabiums. Gewinnt man Oszillogramme von Pfeifentönen bei schnellem Ablauf, so zeigt sich, daß die Schwingungskurven der einzelnen Perioden niemals deckungsgleich sind. Am auffälligsten ist das beim Zink. Analysiert man die einzelnen Perioden, so findet man, daß manche Obertöne eine Amplitudenmodulation von 100% besitzen, d. h. sie verschwinden manchmal völlig. Andere Obertöne sind dagegen konstanter (40%). Beim Zinn und Blei sind die Modulationen wegen der größeren Dämpfung der Metalltöne geringer, sie fehlen aber auch dort nicht. Die der Grund- und ersten Obertöne gehen meistens nicht über 10% hinaus.

Bei der Wahl eines für den Pfeifenbau geeig-

neten Metalles kommt es also darauf an, einen Stoff mit großer Dichte und kleinem Elastizitätskoeffizient auszusuchen, mit anderen Worten ein Metall, in dem die Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit gering ist. Man bekommt so schwach ausgebildete Eigentöne mit großer Dämpfung. Ist man dagegen gezwungen, Zink oder auch Aluminium, in denen die Schalleitung sehr groß ist, zu benutzen, so muß man durch die Wahl der Dicke dieser Metalle den stärksten Eigenton möglichst tief legen und wenn möglich, zu hohe Eigentöne durch breite Halterung in Filz oder dgl. abdämpfen.

Bei den langen Pfeifen ist die Steifigkeit der Metallröhre so klein, daß sie stets unterteilt schwingt. An einer modernen und einer SILBERMANN-Orgel wurden kurze Versuche durch Beklopfen der Pfeifen unternommen, wobei sich zeigte, daß durch die Wahl des hochprozentigen Zinns bei SILBERMANN, Metallton und Luftsäulengrundton meist von der eingestrichenen Oktave ab nach oben hin übereinstimmten. Allerdings traten auch Abweichungen auf, die verursacht waren durch die Einspannung der Pfeifen oder durch Materialunterschiede, d. h. Wechsel der Dicke und Legierung der Pfeife. Es ist deshalb nicht wahrscheinlich, daß SILBERMANN seine Orgeln unter Berücksichtigung der Klopftöne gebaut hat. Bei den tiefen Zinnprinzipalpfeifen im Prospekt lagen die Metalltöne stets höher als die Luftgrundtöne. Noch auffälliger ist dies bei den Zinkprinzipalpfeifen moderner Orgeln, die ein Klanggemisch beim Anschlagen geben, in denen hohe unharmonisch zueinander liegende Komponenten stark vertreten sind. Besonders auffallend werden diese dann, wenn die Pfeifen locker gelagert sind, so daß sie im Rhythmus dieser hohen Frequenzen klirren. Es genügt auch schon, wenn die Pfeifen zu eng stehen, so daß eine an die andere lehnt. Sogar die aufgewickelten Bleche der Stimmschlitze geraten oft in Resonanz solcher hoher Frequenzen.

Zusammenfassung

Es wurde, im Gegensatz zu bisherigen Anschauungen und Versuchen, gefunden, daß das Material einen Einfluß auf die Tongebung der Orgelpfeifen besitzt. Er besteht darin, daß die Wandung der Orgelpfeife in verschiedener Weise mitschwingt. Ist das Material schwer und unelastisch, so besitzt es tiefe, stark gedämpfte Eigentöne. Die Wandung vermag den Schwingungen der Luftsäule zu folgen und überträgt diese bei geeignetem Aufbau durch Körperschall auf ihre Umgebung[1]). Ist das Material aber leichter und elastisch, so weist es je nach seiner Dicke schwächer gedämpfte, höhere Eigentöne auf, welche die Teiltöne der Luftsäule modulieren, so daß der Klang rauh wird.

Der Klang einer Orgelpfeife ist also nicht starr, sondern zeigt ein dauerndes Fluktuieren, je nach dem gewählten Material. Es ist sehr interessant, daß die Orgelbauer aller Zeiten diese Tatsache richtig verwerteten, indem sie die Gedackten meist aus Blei oder aus Bleilegierung fertigten, denn sie erhielten dadurch einen wenig vibrierenden, runden Ton. Dem hochprozentigen Zinn rühmt man schon lange einen „silberhellen" Klang nach, d. h. es sind hier schwache Metalltöne vorhanden, welche die Obertöne schon wenig modulieren, so daß ein den Klang schärfendes Vibrieren einsetzt.

Wie die Versuche zeigten, ist zur Charakterisierung eines Klanges nicht nur die Lautstärke und das Klangspektrum einschließlich der Einschwingvorgänge, sondern auch die Modulation der Teiltöne wichtig. Das dürfte für alle Instrumente und für den Gesang von gleicher Bedeutung sein. Scheinbar verlangt das Gehör ein gewisses Beben, um einen Klang als musikalisch schön zu empfinden, allerdings gilt auch hier: Cum grano salis.

Die Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft ausgeführt, wofür an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen sei. Die Orgelbauanstalt A. SCHUKE, Potsdam, war so entgegenkommend, mir die Versuchspfeifen in sorgfältiger Ausführung zur Verfügung zu stellen. Bei den Untersuchungen an der SILBERMANN-orgel war mir die Orgelbauanstalt Gebr. JEHMLICH, Dresden, behilflich. Dafür sei hier herzlich gedankt. (Eingegangen am 21. Januar 1937.)

[1]) Die Versuche werden fortgesetzt, um auch die Wirkung der neuen Werkstoffe des Pfeifenbaus zu untersuchen. Außerdem soll die Kopplung zwischen Wand- und Luftsäulenschwingung näher erforscht werden.

Über die Störfähigkeit nichtlinearer Verzerrungen

Von Hans Joachim von Braunmühl und Walter Weber

Mit 20 Abbildungen

I. Grundsätzliches über nichtlineare Verzerrungen

Die nichtlinearen Verzerrungen eines Übertragungssystems sind ursächlich mit der Form der Arbeitskennlinie verknüpft. Eine verzerrungsfreie Übertragung hat eine geradlinige Arbeitskennlinie zur Voraussetzung. Nichtgeradlinige Kennlinien ergeben je nach ihrer Form die verschiedensten Arten von Verzerrungen.

Die Angabe der nichtlinearen Verzerrungen erfolgt normalerweise durch die Größe des Klirrfaktors[1]). Der Klirrfaktor ist definiert als

$$K = \sqrt{\frac{e_1^2 + e_2^2 + \cdots}{e_0^2}},$$

wobei e_1 e_2 usw. die bei der Verzerrung auftretenden Teilspannungen der einzelnen Oberschwingungen sind und e_0 die Spannung der Grundschwingung ist. Diese auf der Obertonbildung beruhende Definition des Klirrfaktors ist zwar vielfach ein zweckmäßiges Maß für die verzerrenden Eigenschaften des Systems; für die subjektive Störfähigkeit der Verzerrungen bei natürlichen Klangbildern ist jedoch die Obertonbildung nicht von ausschlaggebender Bedeutung und zwar aus folgenden Gründen:

Alle natürlichen Klangbilder stellen keine reinen Töne dar, bei denen das Hinzutreten von Oberschwingungen infolge der nichtlinearen Verzerrungen eine starke Änderung der Klangfarbe hervorruft, sie sind vielmehr von Natur aus bereits zusammengesetzte Klänge mit bestimmten Obertongehalten. Bei diesen ist das Hinzutreten zusätzlicher Obertöne bedeutend weniger bemerkbar. Andererseits entstehen in nichtlinear verzerrenden Übertragungssystemen bei gleichzeitigem Vorhandensein mehrerer Töne deren Kombinationstöne (Differenz- und Summationstöne verschiedener Ordnung). Diese wirken sich, da sie meist nicht harmonisch zu den sie erzeugenden Grundtönen liegen, subjektiv im allgemeinen störender aus als die von der Klirrfaktordefinition erfaßten, harmonisch liegenden Obertöne. Sie wirken am unangenehmsten, wenn sie in das Gebiet guter Ohrempfindlichkeit fallen.

Für die Bewertung der Schädlichkeit von nichtlinearen Verzerrungen sind daher vor allem Messungen ihrer Störfähigkeit bei natürlichen Klangbildern erforderlich. Hierbei ist besonders die Amplituden- sowie die Frequenzabhängigkeit der nichtlinearen Verzerrungen zu berücksichtigen. Für die Störfähigkeit von Verzerrungen ist es natürlich von Bedeutung, ob ein bestimmter Verzerrungswert nur bei den Höchstwerten der Aussteuerung auftritt und für alle geringeren Aussteuerungen, also für die mittleren und kleinen Lautstärkenwerte, erheblich geringer ist, oder ob der Klirrfaktor unabhängig von der Aussteuerung einen konstanten Wert besitzt. Hierüber gibt die Arbeitskennlinie des Übertragungssystems Auskunft. In allgemeinster Form läßt sich die Arbeitskennlinie folgendermaßen darstellen:

$$y = a\,x + b\,x^2 + c\,x^3 \cdots$$

Die höheren Glieder sollen im Rahmen dieser Untersuchungen vernachlässigt werden. Wenn nur das lineare Glied vorhanden ist, erhält man eine geradlinige Arbeitskennlinie. Nichtlineare Verzerrungen treten nicht auf. Bei alleiniger Berücksichtigung des quadratischen Gliedes ist der Klirrfaktor unendlich. Bei alleiniger Berücksichtigung des kubischen Gliedes tritt außer der dritten Oberschwingung auch wieder der Grundton auf. Das Verhältnis beider ist konstant. Man erhält einen aussteuerungs-

[1]) K. Küpfmüller, Fachberichte d. 31. Jahresversammlung d. VDE. 1926, S. 87.

unabhängigen Klirrfaktor von $33^1/_3\%$. Bei praktisch benutzten Übertragungssystemen wird natürlich Verzerrungsfreiheit angestrebt, so daß das lineare Glied gegenüber dem quadratischen bzw. kubischen Glied in dem benutzten Aussteuerungsbereich überwiegt. Für die nachstehenden Untersuchungen ist eine getrennte Betrachtung der quadratischen und kubischen Verzerrungen zweckmäßig.

a) Quadratische Verzerrungen

$$y = a\,x \pm b\,x^2 .$$

Man kann zeigen, daß für eine solche Form der Arbeitskennlinie der Klirrfaktor linear mit der Aussteuerung ansteigt, unabhängig von dem Vorzeichen.

b) Kubische Verzerrungen

$$y = a\,x \pm c\,x^3 .$$

Die verschiedenen Möglichkeiten für den Klirrfaktor bei einer solchen Arbeitskennlinie sind in Abb. 1 dargestellt und zwar für verschiedene Verhältnisse zwischen dem linearen und dem kubischen Glied und unter Berücksichtigung des Vorzeichens. Bei den in der Praxis meist vorkommenden Fällen einer für hohe Aussteuerungen nach unten umbiegenden Arbeitskennlinie (negatives Vorzeichen) erhält man eine annähernd parabolische Abhängigkeit des Klirrfaktors. Von der Aussteuerung für kleine Beiträge des kubischen Gliedes geht die Abhängigkeit mehr in eine lineare Form über, ähnlich wie bei der quadratischen Verzerrung. Im allgemeinen werden bei kubischen Arbeitskennlinien die Klirrfaktoren mit abnehmender Aussteuerung schneller klein als bei der quadratischen Verzerrung. Bei sehr großen Aussteuerungen sind jedoch auch Fälle denkbar, bei denen der Klirrfaktor in Abhängigkeit von der Aussteuerung eine Unendlichkeitsstelle durchläuft und sich bei weiterer Erhöhung der Aussteuerung asymptotisch dem Werte $33^1/_3\%$ nähert.

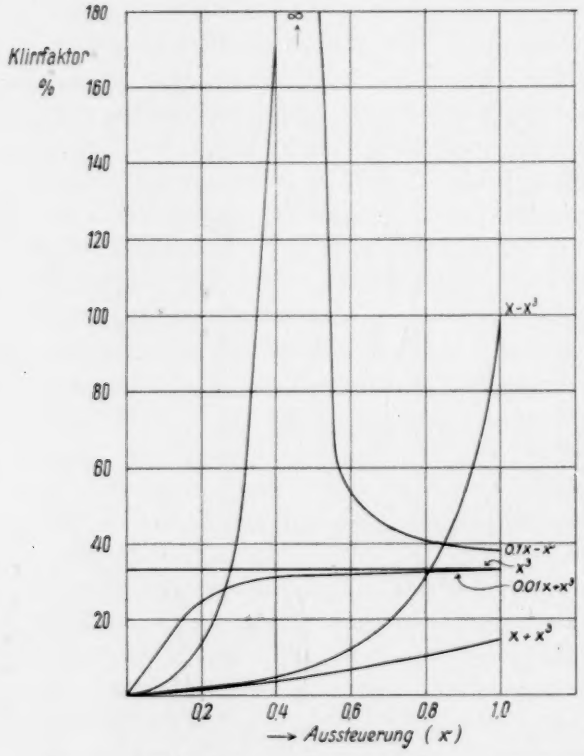


Abb. 1. Verschiedene Möglichkeiten der Abhängigkeit des Klirrfaktors von der Aussteuerung bei kubischen Verzerrungen

II. Untersuchungsmethode

a) Bisherige Untersuchungen und Aufgabenstellung

Die bisherigen Untersuchungen über die Hörbarkeit von Verzerrungen erstreckten sich vor allem auf reine Töne[1]) und führten zu dem Ergebnis, daß diese sehr empfindlich gegen nichtlineare Verzerrungen sind (ein Klirrfaktor von 0,5% war bereits hörbar). In großen Zügen wurden auch natürliche Klangbilder untersucht und subjektiv beurteilt. Bei sprachlichen Darbietungen wurde bereits zwischen der Verschlechterung durch quadratische und kubische Verzerrungen unterschieden[2]). Die genannten Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß bei Sprache je nach der Größe des übertragenen Frequenzbandes Klirrfaktoren von 5—10% zugelassen werden können. Bei Musik ergab sich bereits bei 3—5% eine Klangverschlechterung.

Die vorliegende Untersuchung hatte zum Ziel, die Störfähigkeit nichtlinearer Verzerrungen an

[1]) W. Janovsky, Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 421, sowie Z. techn. Physik 12 (1931), S. 612.

[2]) F. Massa, Proc. Instn. Radio Engr. 21 (1933), S. 682.

natürlichen Klangbildern (Sprache, Musik, Geräusch) genauer zu untersuchen. Außer frequenzunabhängigen Verzerrungen sollte dabei der Einfluß verschiedener Frequenzabhängigkeiten der nichtlinearen Verzerrungen beurteilt werden und zwar mit Rücksicht auf praktische Gegebenheiten. Bei elektroakustischen Übertragungssystemen liegt häufig der Fall vor, daß an den Grenzen des übertragenen Frequenzbandes höhere Verzerrungswerte auftreten als im mittleren Bereich. Es war daher wichtig, zu prüfen, welchen Einfluß der Frequenzgang der Verzerrung auf die Störfähigkeit hat und welche Verzerrungswerte für die verschiedenen Frequenzgänge als noch unhörbar und daher zulässig angesehen werden können.

b) Gang der Messungen

Die Untersuchungsmethode beruhte darauf, den unverzerrten Klang einer Darbietung mit dem in bestimmter Weise verzerrten Klang subjektiv an einer Schallübertragungsapparatur mit möglichst geringen Eigenverzerrungen zu vergleichen. Zur Beurteilung wurden überwiegend Rundfunkdarbietungen benutzt, die in akustisch einwandfreien Senderäumen aufgenommen und der Abhörapparatur entweder direkt oder über ein in einstellbarer Weise nichtlinear verzerrendes Netzwerk zugeführt wurden. Die Frequenzkurve des Übertragungssystems war von 50—10000 Hz geradlinig mit einer maximalen Abweichung von $\pm$ 3 db. Die Eigenklirrfaktoren des Übertragungssystems betrugen vom Mikrophon bis einschließlich Lautsprecher (akustisch gemessen) für die mittleren und hohen Frequenzen 1,5%, für die tiefsten 6% bei Vollaussteuerung. An den Klemmen des Lautsprechers betrugen die Klirrfaktoren 0,9% bzw. 2%. Aus den später mitgeteilten Ergebnissen geht hervor, daß der maximal bei 50 Hz auftretende Klirrfaktor von 6% die Ergebnisse nicht beeinflußt. Bei Messungen mit reinen Tönen, die sich gegen Verzerrungen sehr empfindlich erwiesen, wurde mit einer wesentlich geringeren Aussteuerung gearbeitet. Die beobachteten Verzerrungen waren also in jedem Falle, auch wenn der Unterschied zwischen dem verzerrten und unverzerrten Ton nur gerade eben hörbar war, größer als die Eigenverzerrung der Übertragungsanlage.

Das Abhören erfolgte durch eine Anzahl (4—6) geschulter Beobachter, die auf den Klangunterschied zu achten hatten, der zwischen der unverzerrten und der verzerrten Modulation beim direkten Umschalten bemerkbar war. Die Bewertung des beobachteten Unterschiedes erfolgte durch Ziffern, welche folgende Bedeutung haben:

0 = kein Unterschied hörbar,
1 = gerade eben mit besonderer Aufmerksamkeit ein Unterschied, besonders bei den Spitzenlautstärken, hörbar,
2 = ohne besondere Aufmerksamkeit ein geringer Unterschied hörbar,
3 = deutlich ein Unterschied hörbar,
4 = stark verzerrt,
5 = sehr unangenehm stark verzerrt.

Während die Ziffer 1 und oft auch 2 eine Bewertung darstellen, bei der die Klangverschlechterung nur im unmittelbaren Vergleich mit dem unverzerrten Klang festgestellt werden konnte, bezieht sich der Wert 3 und erst recht die höheren Werte auf Klangverschlechterungen, die auch ohne Vergleich unmittelbar zu konstatieren sind. Da der Wert 5 die schlechteste Bewertung darstellt, beziehen sich die mit dieser Bezeichnung belegten Wiedergabequalitäten sowohl auf sehr stark als auch bis zur Unkenntlichkeit verzerrte Klanggemische, so daß die weiter unten folgenden Kurven zum Teil eine asymptotische Annäherung an den Wert 5 zeigen.

Die Lautstärke beim Abhören natürlicher Klangbilder wurde stets auf die der Originaldarbietung eingestellt.

c) Das verzerrende Netzwerk

Das verzerrende Netzwerk bestand aus zwei Übertragungswegen, von denen der eine verzerrungsfrei arbeitete, während der zweite den Verzerrer enthielt[1]). Durch Mischen der un-

[1]) Das Gerät wurde bereits von F. G. Lüschen, Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), benutzt und für die vorliegenden Untersuchungen zur Erfassung frequenzabhängiger Verzerrungen erweitert. Außerdem wurde es für die Untersuchung der kubischen Verzerrungen durch einen entsprechenden Verzerrer ergänzt.

verzerrten und verzerrten Spannungen konnte jeder gewünschte Verzerrungsgrad hergestellt werden. Bei den kubischen Verzerrungen mußte dabei auf die Phasenlage zwischen der unverzerrten Modulation und der auch im verzerrten

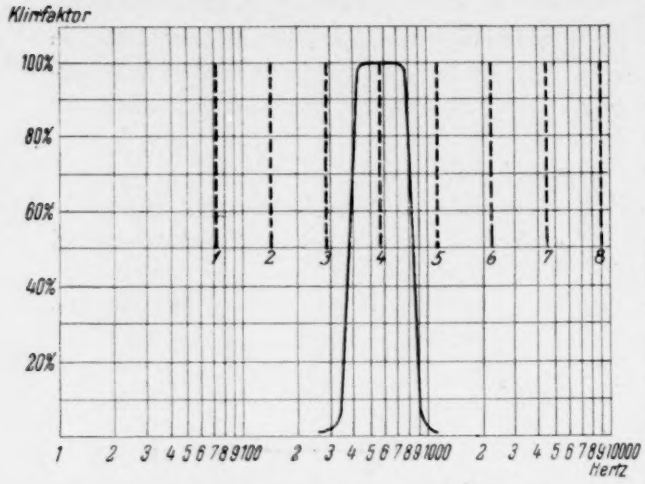


Abb. 2. Klirrfaktorverlauf für die Oktave 400 bis 800 Hz bei den Oktavsiebmessungen. Gleichzeitig sind die Schwerpunkte der übrigen Oktaven eingetragen

Wege enthaltenen Grundschwingung geachtet werden. Vor jeder Beobachtung wurde der eingestellte Klirrfaktor durch eine Messung bestätigt[1]).

Die Betriebsbedingungen wurden so gewählt, daß bei den Spitzenwerten der am Eingang liegenden Modulation der eingestellte Klirrfaktor gerade erreicht wurde. Um die Prüfung besonders streng zu gestalten, wurde die Modulation unter dauernder Beobachtung des Spitzenwertzeigers im langsamen Rhythmus von Hand nachgeregelt, derart, daß längere Passagen geringer Lautstärke auf das zulässige Niveau angehoben wurden, so daß auch für deren Beurteilung der eingestellte Klirrfaktor gültig war. Im normalen Betrieb ist demnach ein etwas günstigeres Gesamturteil zu erwarten.

[1]) Zur Messung des Verzerrungsgrades diente außer der Klirrfaktormeßbrücke, besonders zur Messung der Verzerrungen bei den hohen Frequenzen, ein neu entwickelter Verzerrungsmeßplatz der Fa. Siemens & Halske (vgl. E. FREYSTEDT u. W. LANGSDORFF, Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), H. 4).

Die Beobachtungen erstreckten sich zunächst auf einen von der Frequenz unabhängigen Klirrfaktor.

Bei der zweiten Beobachtungsserie wurde ein Klirrfaktor hergestellt, bei dem die Verzerrungen auf den Bereich einer Oktave beschränkt wurden. Die Apparatur wurde zu diesem Zwecke dadurch erweitert, daß mit Hilfe eines Oktavsiebes aus der Modulation jeweils nur der Bereich einer Oktave herausgegriffen, auf den verzerrenden Weg des Netzwerkes geschaltet und danach mit der unverzerrten Modulation gemischt wurde. Die verzerrte Oktave wurde nacheinander durch das Frequenzband geschoben und die Beobachtungsresultate in Abhängigkeit von dem Oktavschwerpunkt aufgetragen. Abb. 2 zeigt als Beispiel den Klirrfaktorverlauf für die Oktave 400—800 Hz. Gleichzeitig sind die Schwerpunkte der acht benutzten Oktaven angedeutet.

Bei einer dritten Beobachtungsserie wurde vor den verzerrenden Weg des Netzwerkes ein frequenzabhängiges Dämpfungsglied geschaltet mit dem die verschiedensten Frequenzkurven hergestellt wurden. Es wurden mit der Fre-

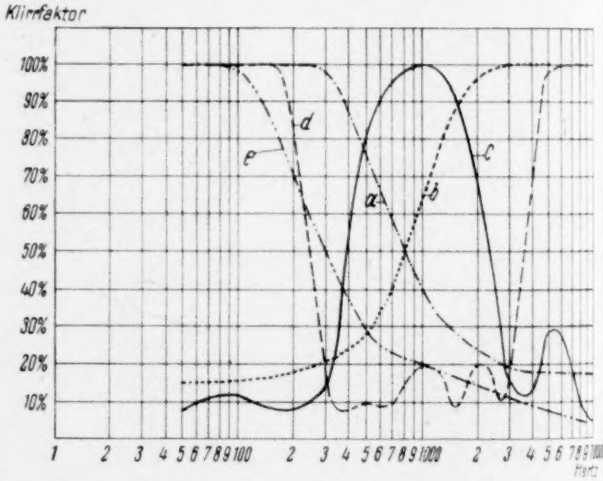


Abb. 3. Kurven der Frequenzabhängigkeit des Klirrfaktors, die für die Untersuchung der Störfähigkeit der frequenzabhängigen Verzerrungen benutzt wurden

quenz ansteigende, mit der Frequenz abfallende, sowie einige andere charakteristisch verlaufende Frequenzabhängigkeiten des Klirrfaktors untersucht. Der Nennwert des Klirrfak-

tors bezog sich dabei immer auf den höchsten Punkt der jeweiligen Frequenzkurve[1]). Für die vorliegende Mitteilung wurden aus den zahlreichen untersuchten Frequenzgängen des Klirrfaktors folgende fünf charakteristische Verläufe ausgewählt (Abb. 3):

Kurve a) Verzerrungen überwiegend in der unteren Hälfte des Frequenzbandes.

Kurve b) Verzerrungen überwiegend in der oberen Hälfte d. Frequenzbandes.

Kurve c) Verzerrungen übrwiegend im mittleren Frequenzbereich.

Kurve d) Verzerrungen an den Enden des Frequenzbandes groß, im mittleren Bereich klein.

Kurve e) Verzerrungen allmählich nach hohen Frequenzen abfallend.

Darbietungen geordnet. Zunächst sind die Bewertungen bei reinen Tönen und bei Doppeltönen angegeben. Es folgen die Ergebnisse bei natürlichen Klangbildern (Sprache, Musik, Geräusch). Bei diesen werden zunächst die Ergebnisse mit frequenzunabhängigem Klirrfaktor, dann die mit verzerrten Oktavbereichen und zum Schluß die bei charakteristisch frequenzabhängigen Klirrfaktoren angegeben. Die Ergebnisse sind noch unterteilt nach quadratischen und kubischen Verzerrungen. Für jeden Fall wird als kritischer Verzerrungswert V_{kr} derjenige Klirrfaktor angegeben, bei dem die zugehörige Kurve die horizontale Linie für die Bewertung 1 schneidet. V_{kr}^2 bezieht sich auf die quadratischen, V_{kr}^3 auf die kubischen Verzerrungen. Der charakteristische Befund ist nachstehend stichwortartig angegeben.

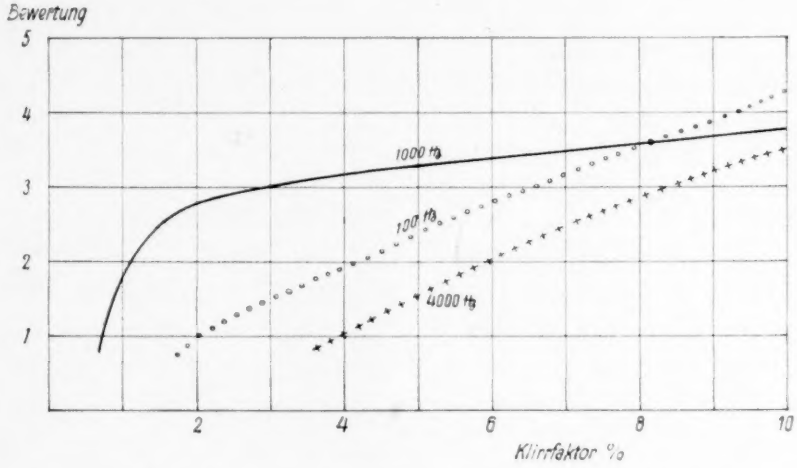


Abb. 4. Bewertung der Verzerrungen für reine Töne.

III. Ergebnisse

Die erhaltenen Beobachtungsergebnisse sind im folgenden nach der Art der untersuchten Einzelheiten sind den Abbildungen zu entnehmen.

a) reine Töne

(Nur quadratische Verzerrungen, Abb. 4).

Töne mittlerer Frequenz sind gegen die Verzerrungen besonders empfindlich. V_{kr}^2 (1000 Hz) = 0,7%, V_{kr}^2 (100 Hz) = 2%, V_{kr}^2 (4000 Hz) = 4%. Die relativ hohe kritische Verzerrung bei der Frequenz 4000 Hz dürfte auf den Abfall der Ohrempfindlichkeit für den ersten Oberton zurückzuführen sein.

[1]) Bei den Untersuchungen der Störfähigkeit frequenzabhängiger kubischer Verzerrungen ergab es sich, daß bei der gewählten Anordnung gewisse zusätzliche lineare Verzerrungen nicht zu vermeiden waren. Beim Vergleich der verzerrten und unverzerrten Modulation wurde versucht, von diesen Störeinfluß zu abstrahieren und die Bewertung nur dem Einfluß der nichtlinearen Verzerrung zuzuordnen. Praktische Schwierigkeiten traten dabei nur bei Verzerrungswerten über 20% auf.

b) Doppeltöne

(Nur quadratische Verzerrungen, Abb. 5.)

Bei gleichzeitigem Vorhandensein der Frequenz 800 und 1200 Hz V_{kr}^2 = wesentlich unter 1% (nicht genau meßbar). Bei gleichzeitigem Vorhandensein von 800 und 900 Hz $V_{kr}^2 = 0{,}7\%$, bei 800 und 850 Hz $V_{kr}^2 = 1{,}3\%$. Es zeigt sich, daß Doppeltöne infolge des entstehenden Differenztones (zuweilen auch infolge des Summationstones) noch empfindlicher gegen Verzerrungen sind als reine Töne und daß die Größe der Klangverschlechterung von der Frequenz des Differenztones abhängt[1]).

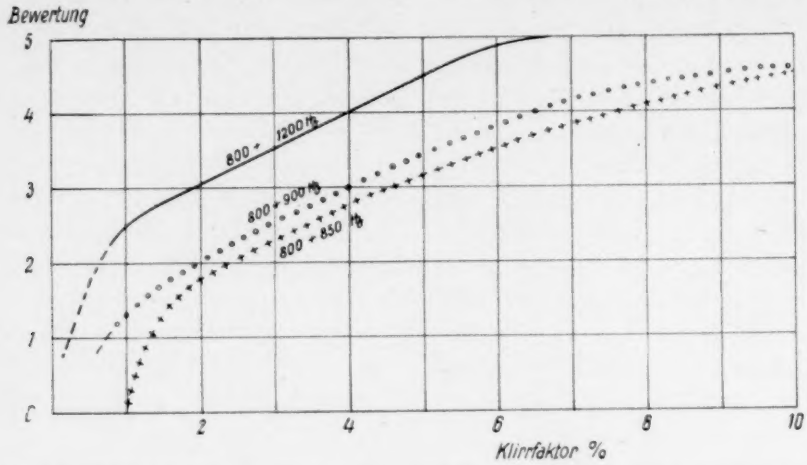


Abb. 5. Bewertung der Verzerrungen für zwei gleichzeitig vorhandene reine Töne

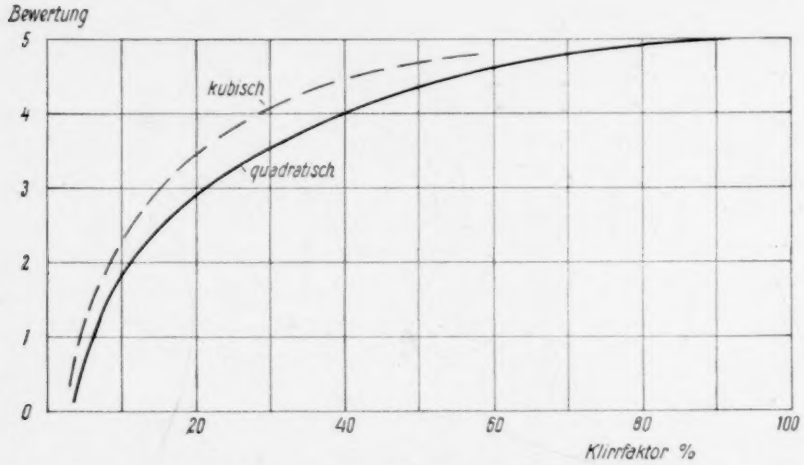


Abb. 6. Bewertung der frequenzunabhängigen Verzerrungen bei Sprache

[1]) Die erhaltenen Ergebnisse sind in befriedigender Übereinstimmung mit den Untersuchungen von JANOVSKY, a. a. O.

c) Sprache

1. Klirrfaktor frequenzunabhängig (Abb. 6)

Die kubischen Verzerrungen sind störender als die quadratischen ($V_{kr}^2 = 6\%$, $V_{kr}^3 = 4\%$).

2. Oktavsiebmessungen.

Die quadratischen Verzerrungen (Abb. 7a) sind weniger störend als die kubischen Verzerrungen (Abb. 7b). In beiden Fällen sind die Verzerrungen im mittleren Frequenzbereich (um 1000 Hz) am auffälligsten.

3. Frequenzabhängige Verzerrungen

(Die Bezeichnungen der untersuchten Frequenzgänge entsprechen denen der Abb. 3.

Außerdem ist noch die Bewertungskurve für frequenzunabhängigen Klirrfaktor [vgl. c 1] angegeben und mit 0 bezeichnet).

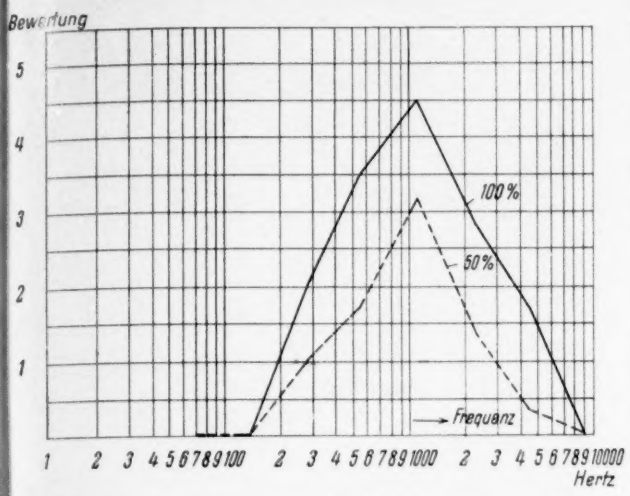


Abb. 7a. Bewertung quadratisch verzerrter Oktavbereiche in Abhängigkeit vom Oktavschwerpunkt bei Sprache

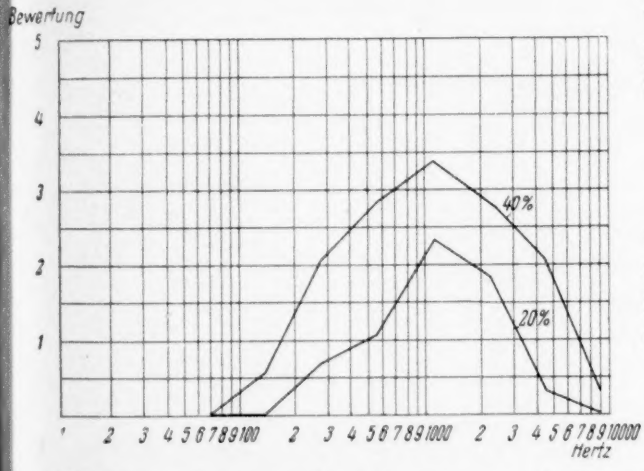


Abb. 7b. Bewertung kubisch verzerrter Oktavbereiche in Abhängigkeit vom Oktavschwerpunkt bei Sprache

Die geringsten Störungen bei quadratischen Verzerrungen (Abb. 8a) verursacht ein Klirrfaktorgang nach Kurve d) ($V_{kr}^2 = 30\%$).

Am empfindlichsten ist ein Klirrfaktorverlauf nach Kurve b ($V_{kr}^2 = 12\%$).

Die bei sehr großen Verzerrungen über die Kurve 0 herausgehenden Bewertungsziffern der Kurve b sind auf die etwas unsichere Beurteilung bei derartig hohen Klirrfaktoren zurückzuführen.

Bei den kubischen Verzerrungen (Abb. 8b) ist ein Verlauf gemäß Kurve e am unempfindlichsten ($V_{kr}^3 = 21{,}5\%$).

Am gefährlichsten ist ein Gang nach Kurve c ($V_{kr}^3 = 7\%$).

In Übereinstimmung mit c 1 sind die kubischen Verzerrungen störender als die quadratischen.

d) Musik

Es wurden die verschiedensten Darbietungen von Unterhaltungs- und Tanzmusik mit und ohne Soloinstrument untersucht. Die nachstehend angegebenen Bewertungen stellen die gemittelten Ergebnisse bei verschiedenen Musikarten dar:

1. Klirrfaktor frequenzunabhängig (Abb. 9)

Bei relativ geringen Verzerrungswerten ist die Störfähigkeit der quadratischen und kubischen Verzerrungen nahezu gleich ($V_{kr}^2 = V_{kr}^3 = 4\%$). Bei höheren Verzerrungen sind wieder die kubischen Verzerrungen störender.

2. Oktavsiebmessungen

Wie unter c 2 sind auch hier die quadratischen Verzerrungen (Abb. 10a) weniger störend als die kubischen (Abb. 10b). Auch hier sind die größten Störungen bei Verzerrungen des mittleren Frequenzbereiches zu beobachten.

3. Frequenzabhängige Verzerrungen

(Die Bezeichnungen der untersuchten Frequenzgänge entsprechen denen der Abb. 3. Außerdem ist noch die Bewertungskurve für frequenzunabhängigen Klirrfaktor [vgl. d 1] angegeben und mit 0 bezeichnet).

Die geringsten Störungen bei quadratischen Verzerrungen (Abb. 11a) verursacht ein Klirrfaktorgang nach Kurve e ($V_{kr}^2 = 20\%$).

Am empfindlichsten ist ein Klirrfaktorverlauf nach Kurve d ($V_{kr}^2 = 10\%$).

Bei den kubischen Verzerrungen (Abb. 11b) ist ebenfalls ein Verlauf nach Kurve e am unempfindlichsten ($V_{kr}^3 = 26\%$).

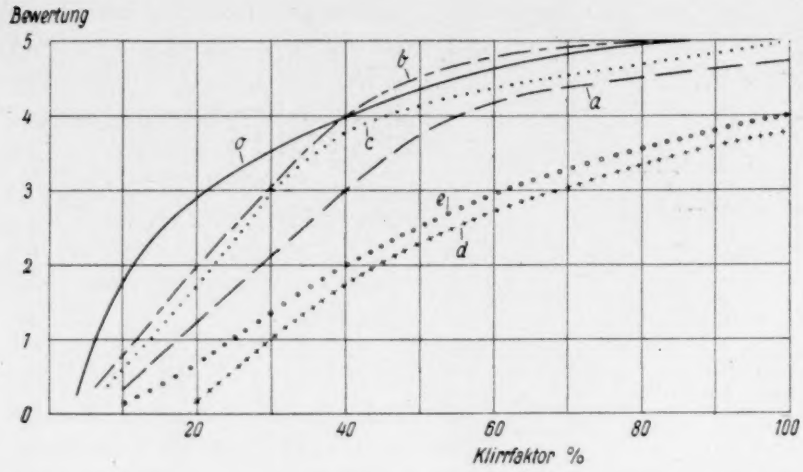


Abb. 8a. Bewertung frequenzabhängiger quadratischer Verzerrungen bei Sprache

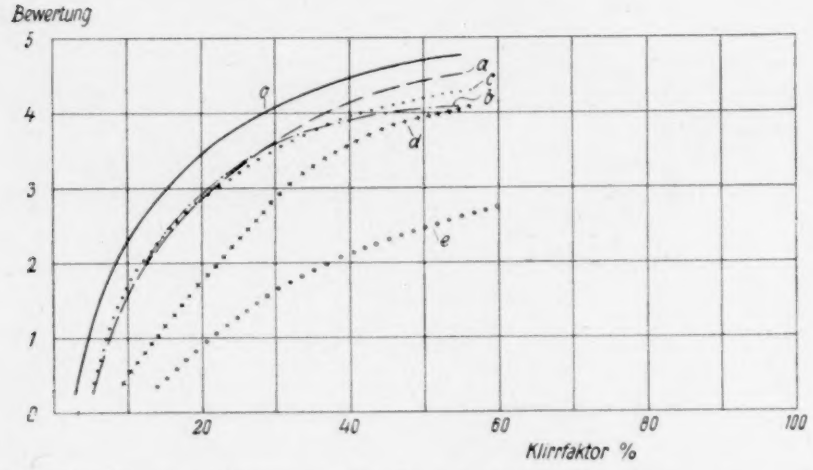


Abb. 8b. Bewertung frequenzabhängiger kubischer Verzerrungen bei Sprache

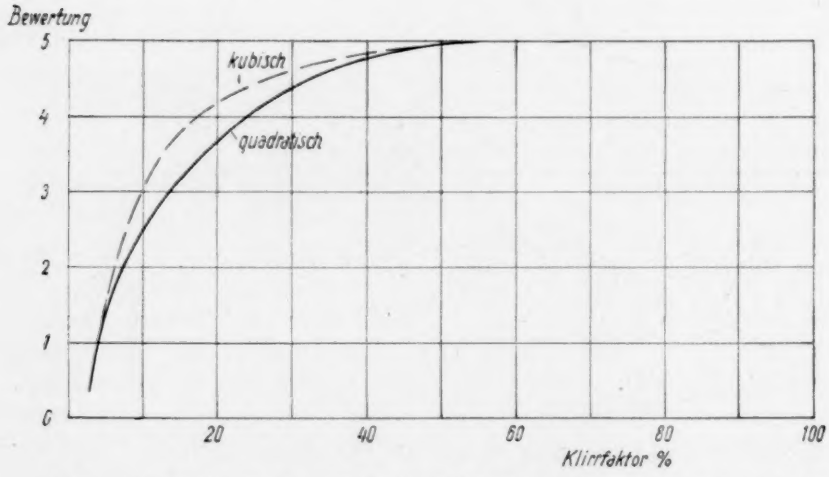


Abb. 9. Bewertung der frequenzunabhängigen Verzerrungen bei Musik

Am gefährlichsten ist ein Gang nach Kurve b ($k_{kr}^3 = 9\%$).

In Übereinstimmung mit d 1 sind die kubischen Verzerrungen störender als die quadratischen.

Beim Vergleich der für Sprache und Musik

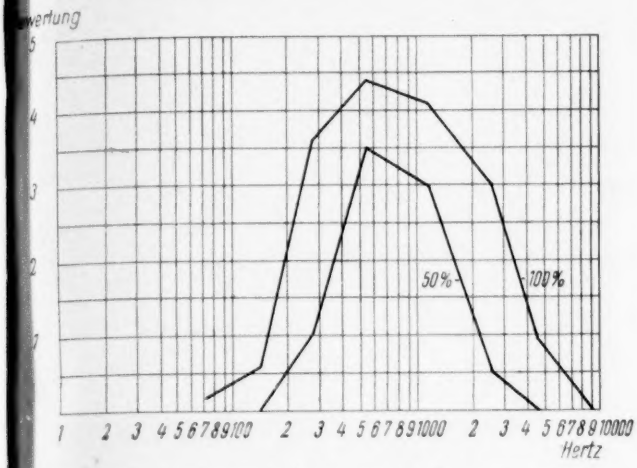


Abb. 10a. Bewertung quadratisch verzerrter Oktavbereiche in Abhängigkeit vom Oktavschwerpunkt bei Musik

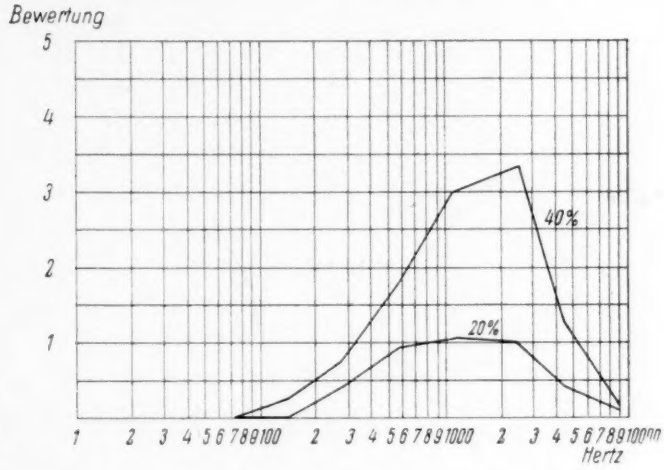


Abb. 10b. Bewertung kubisch verzerrter Oktavbereiche in Abhängigkeit vom Oktavschwerpunkt bei Musik.

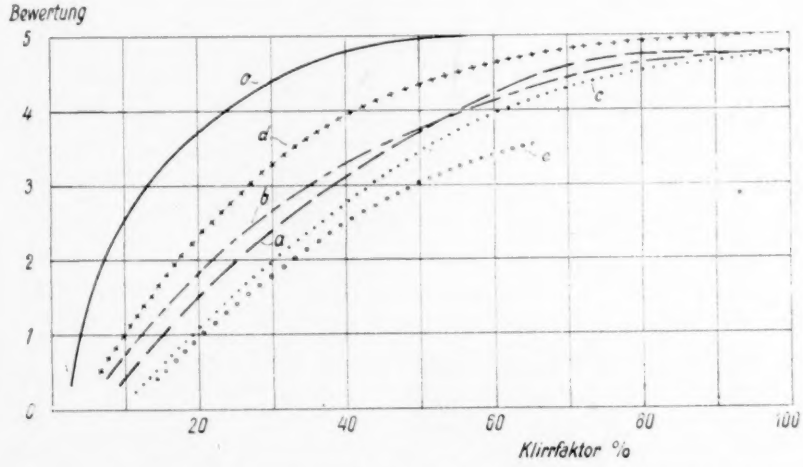


Abb. 11a. Bewertung frequenzabhängiger quadratischer Verzerrungen bei Musik

Darbietungen sich gleichmäßiger über ein größeres Frequenzband erstreckt als bei Sprache.

e) Geräusche

Als Beispiel für Geräusche wurde eine elektrische Klingel untersucht. Versuche mit anderen Geräuschen (Schlüsselklimpern) haben gezeigt, daß die Klingel als typisches Beispiel für diese Art von Geräuschen angesehen werden kann.

Die quadratischen Verzerrungen sind in Abb. 12a angegeben. Die Kurve 0 stellt hierin ebenso, wie in Abb. 12b, die Bewertung der frequenzunabhängigen und in irgendeiner Weise frequenzabhängigen Verzerrungen bei Musik erheblich größer ist als bei Sprache. Dieser Unterschied dürfte damit zusammenhängen, daß die spektrale Amplitudenverteilung bei musikalischen

erhaltenen Ergebnisse fällt auf, daß der Bewertungsunterschied zwischen

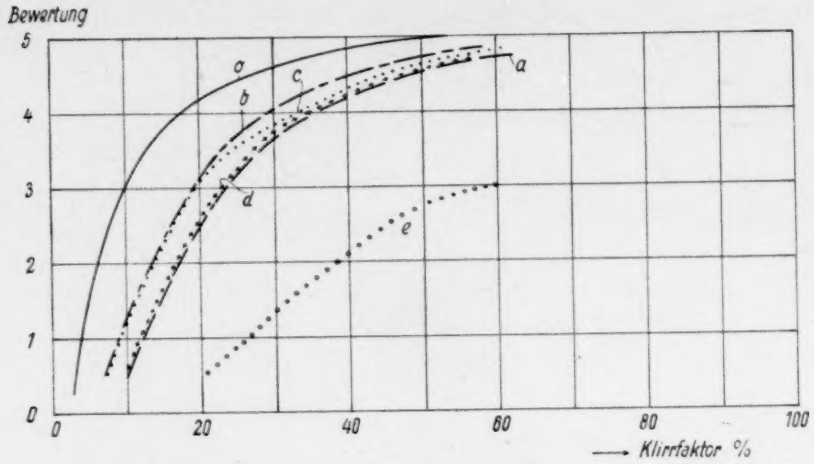


Abb. 11b. Bewertung frequenzabhängiger kubischer Verzerrungen bei Musik

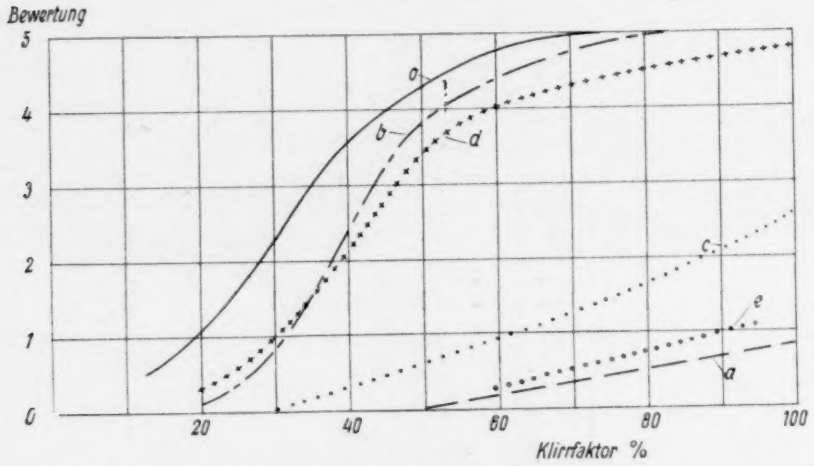


Abb. 12a. Bewertung frequenzunabhängiger und frequenzabhängiger quadratischer Verzerrungen für das Geräusch einer Klingel

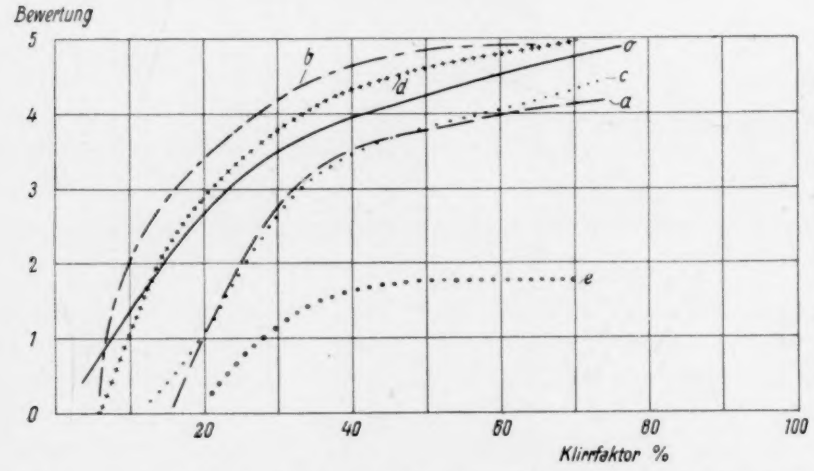


Abb. 12b. Bewertung frequenzunabhängiger und frequenzabhängiger kubischer Verzerrungen für das Geräusch einer Klingel

quenzunabhängigen Verzerrungen dar. Die übrigen Kurven beziehen sich auf die Bezeichnung der Frequenzgänge der Abb. 3.

Die geringsten Störungen verursachte ein Frequenzgang nach Kurve a und e ($V_{kr}^3 = 93\%$). Dieser Befund hängt unmittelbar mit der Amplitudenstatistik des Klingelgeräusches zusammen, welche keine wesentlichen Komponenten im tieferen Frequenzbereich enthält.

Am kritischsten ist, wie fast immer, die frequenzunabhängige Verzerrung ($V_{kr}^2 = 19\%$).

Die kubischen Verzerrungen (Abb. 12b) sind im ganzen wieder störender als die quadratischen. Die Beurteilung dieser Verzerrungen fällt insofern aus den anderen Ergebnissen heraus[1]), als die frequenzunabhängigen Verzerrungen nicht am schlechtesten beurteilt worden sind. Für diese Verzerrungen ergibt sich ($V_{kr}^3 = 8\%$).

Als am unempfindlichsten erweist sich ein Verzerrungsverlauf nach Kurve e ($V_{kr}^3 = 28\%$).

[1]) Als Ursache ist der auf S. 139 als Anm. angedeutete Einfluß der bei hohen Verzerrungswerten nicht vermeidbaren linearen Verzerrungen zu vermuten, besonders bei dem komplizierten Klanggemisch der untersuchten Klingel.

f) Verschiedene Aussteuerungsabhängigkeiten der Verzerrungen.

Unter (Ib) (Abb. 1) wurde erwähnt, daß bei den kubischen Verzerrungen verschiedenartige Amplitudenabhängigkeiten des Klirrfaktors möglich sind. Bei den oben mitgeteilten Bewertungsergebnissen lag für die kubischen Verzerrungen stets eine quadratische oder annähernd quadratische Abhängigkeit des Klirrfaktors von der Aussteuerung vor. Um auch den Einfluß von andersartigen Abhängigkeiten der kubischen Verzerrungen von der Aussteuerung zu ermitteln, wurden drei charakteristische Amplitudenabhängigkeiten für Sprache untersucht (Abb. 13a bis 13c). In den Abbildungen stellt die gestrichelte Kurve (bezogen auf die eine Ordinate) den Verlauf des Klirrfaktors in Abhängigkeit von der Aussteuerung dar, die ausgezogene Kurve (bezogen auf die zweite Ordinate) die Bewertung. Die Aussteuerung wurde allmählich vergrößert. Auf der Abszisse sind im relativen Maße diejenigen Werte angegeben, bis zu denen das System von o aus ausgesteuert wurde. Die zugehörigen Ordinatenwerte stellen einmal den dabei vorhandenen Klirrfaktor dar, wobei dessen ge-

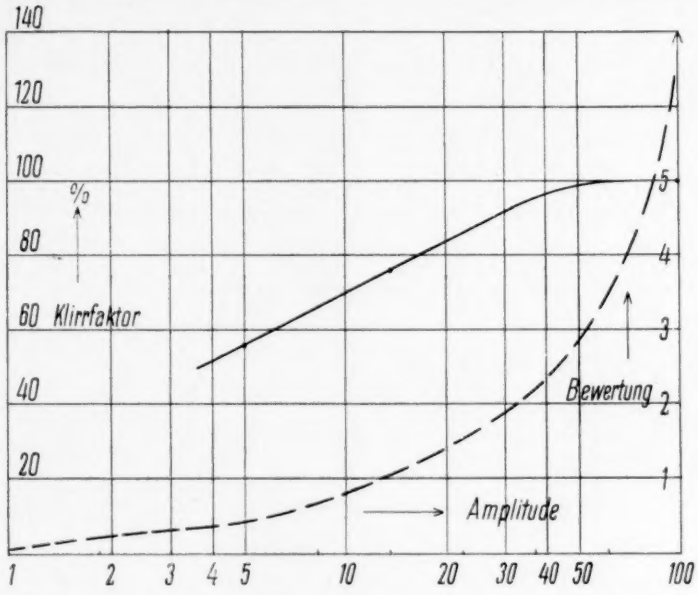


Abb. 13a bis 13c. Bewertung frequenzunabhängiger Verzerrungen für verschiedene Amplitudenabhängigkeiten der Verzerrungen
gestrichelte Kurve: Klirrfaktorverlauf, ausgezogene Kurve: Bewertung

samter Verlauf in dem betrachteten Aussteuerungsbereich maßgebend ist, und zweitens (Punkte der ausgezogenen Kurve für den jeweiligen Höchstwert der Aussteuerung) die Bewertung.

Abb. 13a bezieht sich auf linear mit der Aussteuerung zunehmende Verzerrungen[1]). Die Störfähigkeit ist für kleine Aussteuerungen verhältnismäßig gering und steigt allmählich bis zur Bewertung 5 an.

Abb. 13b bezieht sich auf einen Klirrfaktor, der für kleine Aussteuerungen einen Höchstwert besitzt und mit größer werdender Aussteuerung abnimmt. Infolgedessen ist schon bei kleinen Aussteuerungen eine verhältnismäßig große Klangverschlechterung bemerkbar. Sie steigt zunächst mit Erhöhung der Aussteuerung weiter an, da ja das Maximum der Verzerrungen in jedem Falle durchlaufen wird und gerade auch für die mittellauten und leiseren Stellen der sprachlichen Darbietung maßgebend ist. Für sehr große Aussteuerungen wird die Bewertung wieder besser in Übereinstimmung mit dem Absinken des Klirrfaktors.

[1]) In der Abbildung erscheint die Klirrfaktorkurve wegen der logarithmisch geteilten Abszisse gekrümmt.

Abb. 13c ist ein etwas übertriebenes Beispiel für den Fall, daß für mittlere Aussteuerungen ein besonders hoher Klirrfaktor vorliegt. Auch hier beginnt die Bewertung für kleine Aussteuerungen mit einem mittleren Wert, steigt dann bis zur Bewertung 5 an und sinkt für die höchsten Aussteuerungen wieder ab.

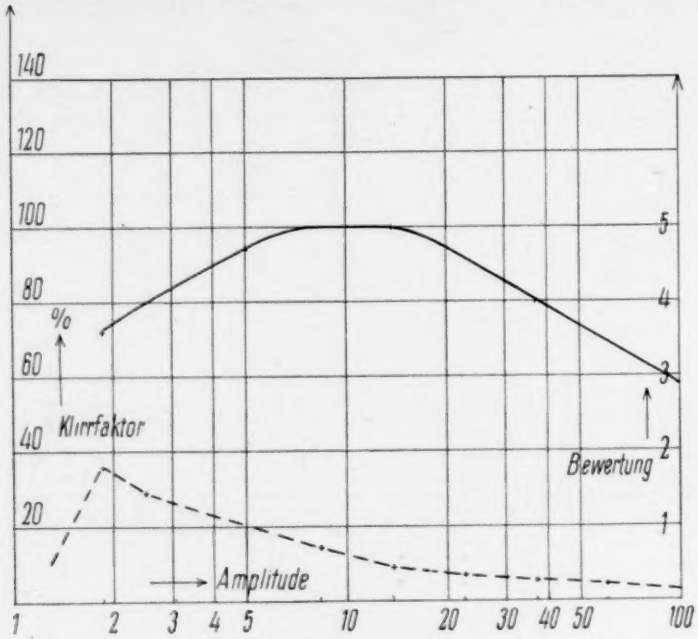


Abb. 13b.

Die untersuchten Beispiele zeigen, daß das Maximum der Klangverschlechterung nicht mit dem Maximum des Klirrfaktors zusammenfällt, sondern nach hohen Aussteuerungen verschoben ist. Der Grund hierfür liegt, wie schon erwähnt, darin, daß bei Sprache die mittleren Lautstärken bedeutend häufiger vorkommen, als die der Höchstaussteuerung zugeordneten Spitzenwerte. Infolgedessen kann gerade für die mittleren Lautstärken das Maximum des Klirrfaktors maßgebend sein, obwohl die Spitzenlautstärken bereits in ein Gebiet geringerer Aussteuerung hineingesteuert sind.

Es sei hier noch ausdrücklich erwähnt, daß auch bei diesen Versuchen ausschließlich die Klangverschlechterung der Bewertung zugrundegelegt wurde. Der Einfluß der Verzerrung auf die Sprachverständlichkeit wurde nicht berücksichtigt.

IV. Schlußfolgerungen

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das Ohr gegenüber Verzerrungen reiner Töne außerordentlich empfindlich ist, daß jedoch bei natürlichen Klangbildern (Sprache, Musik, Geräusche) Verzerrungen des Übertragungssystems dann gerade eben noch festgestellt werden können, wenn ein frequenzunabhängiger Klirrfaktor von 4% vorliegt. Bei frequenzabhängigen Verzerrungen sind die Klangverschlechterungen im allgemeinen erheblich geringer. Der kritische Klirrfaktor steigt im ungünstigsten der untersuchten Fälle auf 6 bis 7% an. In dem für die Praxis wichtigen Falle eines nach den tiefen Frequenzen ansteigenden Klirrfaktors (gemäß Abb. 3, Kurve e) liegt der kritische Klirrfaktor bereits bei 20%. Im einzelnen hängt die Bewertung für die verschiedenen Frequenzgänge des Klirrfaktors eng mit der Amplitudenstatistik der Klangbilder zusammen.

Wenn man die Forderung stellt, daß die durch die nichtlinearen Verzerrungen bedingte Klangverschlechterung sprachlicher und musikalischer Darbietungen mit Sicherheit unhörbar bleiben soll — entsprechend einer Bewertungsziffer von etwa 0,5 —, und zuläßt, daß reine Töne und einfache Tongemische, wie sie in der Praxis nur äußerst selten vorkommen, mit einer im unmittelbaren Vergleich feststellbaren Verschlechterung übertragen werden, ergibt sich, daß für die mittleren und hohen Frequenzen ein Klirrfaktor von nicht mehr als 2% anzustreben ist. Für Frequenzen unterhalb 100 Hz ist ein Klirrfaktor von 15% noch zulässig.

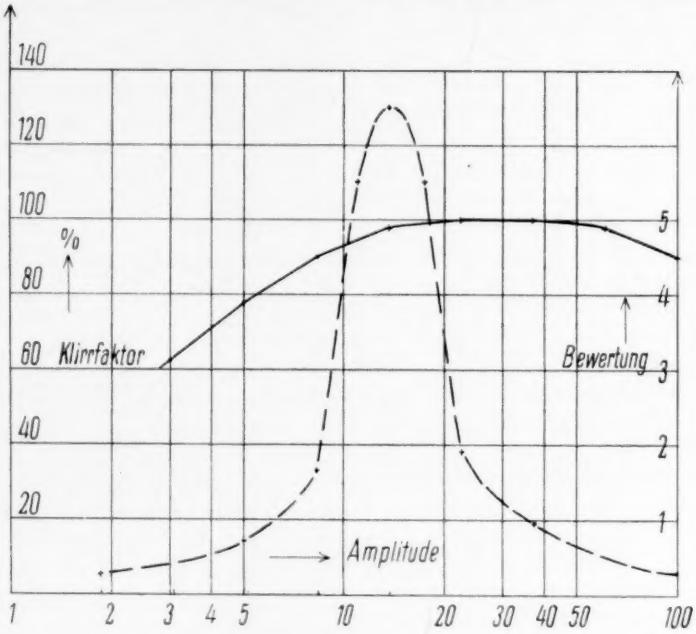


Abb. 13c.

(Eingegangen am 9. 4. 1937.)

Bemerkungen zu den subjektiven, harmonischen Teiltönen nach G. v. Békésy

Nach experimentellen Versuchen von H. Fletcher und W. A. Munson[1]) und vor allem von G. v. Békésy[2]) entsteht im Ohr die Reihe der harmonischen Teiltöne, wenn man auf das Ohr einen sinusförmigen Ton größerer Intensität wirken läßt. Der Nachweis dieser Obertöne wurde dadurch erbracht, daß ein Hilfston zu dem Grundton gegeben wurde, dessen Stärke und Frequenzunterschied gegen den angenommenen, subjektiven Teiltönen so bemessen wurde, daß Schwebungen mit diesem besonders gut zu hören waren. Die Druckamplitude des so eingestellten Hilfstones soll dann ein direktes Maß für die Größe des subjektiven Teiltons sein.

Es ergab sich mit Hilfe dieser Messungen, daß z. B. bei einem Grundton von 200 Hz mit einer Stärke von 10 dyn/cm² die Oktave subjektiv mit etwa 4 dyn/cm², die Duodezime mit 1,2, die doppelte Oktave mit 0,6 gehört wird usw. Daraus errechnet sich der beträchtliche Klirrfaktor von rund 42% für den Aufnahme- und Übertragungsmechanismus des menschlichen Ohres.

Zwei Versuche lassen aber dieses Ergebnis als zweifelhaft, zum mindesten als stark übertrieben erscheinen.

1. Hört man über einen guten Lautsprecher einen Sinuston, so kann keine noch so große Konzentration des Gehörs einen merklichen Eindruck von Teiltönen der eben genannten relativ großen Intensität hervorrufen. Dieser Befund könnte allerdings auch durch einen Verdeckungseffekt hervorgerufen sein, deshalb ist der zweite Versuch von größerer Bedeutung.

2. Gab man durch einen zweiten Lautsprecher einen Hilfston zu dem ersten Sinuston, also ähnlich den oben beschriebenen Versuchen, so gelang es, Schwebungen sowohl bei den Tönen, die sich zur Grundtonfrequenz verhalten wie 2:1, 3:1, 4:1 usw., als auch bei denen zu hören, die nahe am Verhältnis 3:2, 4:3, 5:4 usw. lagen. Subjektive harmonische Teiltöne im Abstand einer Quinte, Quarte usw. vom Grundton anzunehmen, ist aber undenkbar. Wichtig ist dabei, daß es sich bei diesen Intervallschwebungen keineswegs um Schwebungen der subjektiven Obertöne handelt, daß etwa bei der Quintschwebung die Duodezime des Grundtones mit der Oktave der Quinte schwebt, sondern das Ohr empfindet einfach die Veränderungen der Phasenbeziehung zwischen den beiden Tönen als Schwebung. Es geht also nicht an, lediglich aus dem Vorhandensein von Schwebungen auf subjektive Teiltöne zu schließen. Interessant ist noch die Feststellung, daß die Schwebungen meist sehr viel stärker werden, wenn man beide Töne über den gleichen Lautsprecher gibt. Auch der beste elektrodynamische Lautsprecher und noch viel mehr ein elektrodynamischer Kopfhörer weist kleine Unsymmetrien des Magnetfeldes auf, die genügen, um bei größeren Amplituden des Grundtons Schwebungen mit dazu gegebenen Tönen deutlicher als normal bemerkbar zu machen.

Daß subjektive harmonische Teiltöne der von Békésy gefundenen Intensität wahrscheinlich nicht existieren, soll noch durch folgende Überschlagsrechnung erläutert werden. Es seien zwei Töne gleicher Amplitude aber mit verschiedenen Frequenzen gegeben: $a \cdot \sin x$ und $a \cdot \sin y$. Angenommen sei, daß in erster Annäherung die Nichtlinearitäten des Ohres durch eine quadratische Kennlinie der Übertragung zustande kommen. Es entstehen dann neben den Oktaven $\frac{a^2}{2} \cos 2x$ und $\frac{a^2}{2} \cos 2y$ der Summationston $a^2 \cos (x + y)$ und der Differenzton $a^2 \cos (x - y)$. Alle diese Töne sind aber in ihrer Intensität durch die Steilheit der Übertragungsparabel gegeben, so daß ihre Amplitude noch mit einem Faktor C bewertet werden muß. Aus Messungen von G. v. Békésy[1]) über die Stärke der Differenztöne des Ohres, an deren Richtigkeit nicht zu zweifeln ist, kann die Amplitude $C\,a^2$ von $\cos (x - y)$ unmittelbar angegeben werden.

$a = 10$ dyn/cm², $a^2 \cdot C \sim 0{,}15$ dyn/cm²,
$a = 1$ dyn/cm², $a^2 \cdot C \sim 0{,}015$ dyn/cm²,
$a = 0{,}1$ dyn/cm², $a^2 \cdot C \sim 0{,}0015$ dyn/cm².

Läßt man beide Grundtöne schließlich zusammenfallen, so wird der Differenzton gleich 0, die Oktave bleibt aber bestehen und ihre Amplitude läßt sich jetzt mit Hilfe des oben gewonnenen C angeben. Man errechnet so:

	berechnet	gemessen v. Békésy
$a = 10$ dyn/cm²	$2a^2 \cdot C = 0{,}3$ dyn/cm²	~ 5 dyn/cm²
$a = 1$ dyn/cm²	$2a^2 \cdot C = 0{,}03$ dyn/cm²	$\sim 0{,}3$ dyn/cm²
$a = 0{,}1$ dyn/cm²	$2a^2 \cdot C = 0{,}003$ dyn/cm²	$\sim \ldots$

Diese grobe Rechnung, die unter der Annahme gemacht wurde, daß die gleiche Nichtlinearitätsbeziehung für die Differenztöne und die subjektiven harmonischen Teiltöne gilt, zeigt, daß letztere um eine Größenordnung kleiner sind, als von v. Békésy gemessen wurde. Der Klirrfaktor ohne Berücksichtigung der viel schwächeren noch höheren Teiltöne als die Oktave beträgt nur noch rund 3% und scheint damit verglichen mit dem Gehörseindruck in der richtigen Größenordnung zu liegen.

W. Lottermoser

*

[1]) H. Fletcher, J. Acous. Soc. Am. 1 (1930), S. 311.

[2]) G. v. Békésy, Ann. Physik 10 (1934), S. 809.

[1]) G. v. Békésy, Ann. Physik 10 (1934), S. 809.

Den freundlichst zugesandten Bemerkungen von Herrn Dr. Werner Lottermoser möchte ich folgendes hinzufügen:

Führt man dem Ohre den schwebenden Hilfston hinzu und stellt sehr langsame Schwebungen her, so beobachtet man beim Lautstärkenminimum, wo der im Ohr entstehende Oberton durch den Hilfston kompensiert wird, daß die Tonempfindung reiner erscheint als beim Ausschalten des Hilfstones. Dies zeigt, daß auch bei dem durch akustische Siebe von den Obertönen vollkommen befreiten Tone noch im Ohre gut Obertöne gehört werden können. Stellt man den Hilfston so ein, daß der gehörte Ton möglichst rein erscheint, so erhält man für den Hilfston ähnliche Amplituden wie beim Einstellen des Hilfstones auf maximale Schwebungen.

Die Feststellung, daß das Ohr „die Veränderung der Phasenbeziehung zwischen den beiden Tönen als Schwebungen empfinden kann, trifft für das zweiohrige Hören gelegentlich zu. Ich selbst erinnere mich daran, daß bei zwei Lautsprechern, die zwei miteinander langsam schwebende reine Töne erzeugten, drehtonartige Erscheinungen beobachtet werden konnten. Denn es werden beim räumlichen Hören die Amplitudenänderungen oft als Richtungsänderungen ausgelegt. Beim einohrigen Hören jedoch ist diese Auffassung neu. Denn bis jetzt galt in der physiologischen Akustik das Ohmsche Gesetz, und es konnten alle Abweichungen davon durch die im Ohr entstehenden Obertöne erklärt werden[1]), so daß kein Anlaß dafür bestand, dem Ohr die Fähigkeit zuzuschreiben, auch Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen Tönen aufzufassen.

Daß das Ohr bei zwei schwebenden Tönen hauptsächlich auf die Amplitudenschwankungen anspricht und nicht auf die Phasenbeziehungen, zeigt sich auch daraus, daß zwischen einem schwebenden und einem mit gleicher Amplitudenschwankung modulierten Ton trotz der verschiedenen Phasenverhältnisse kein derartiger Empfindungsunterschied sich nachweisen läßt, der etwa dafür sprechen würde, daß mit der Methode des schwebenden Hilfstones nicht physikalische Amplitudenschwankungen gemessen werden.

Zu der Überschlagsrechnung möchte ich bemerken, daß die Arbeit in den Ann. Physik ganz ähnlichen Berechnungen ihr Entstehen verdankt. Ist nämlich die Auffassung richtig, daß die Obertöne und die Differenztöne durch die nichtlinearen Schwingungen des Trommelfelles entstehen, so ist zu erwarten, daß durch eine gekrümmte Kennlinie der Übertragung die Erscheinungen geklärt werden können. Doch wiesen die Amplitudenabhängigkeit der Obertöne und Differenztöne darauf hin, daß die Gleichrichtererscheinungen in der Schnecke sehr verwickelt sind und wahrscheinlich eine neue Art von Gleichrichtung darstellen, so daß aus der einfachen Annahme einer quadratischen Kennlinie wohl nicht zwingende Schlüsse gezogen werden können.

Führt man einem Tongemisch einen schwachen Ton zu und stellt dessen Amplitude so ein, daß beim Hinzuschalten eben eine Klangfarbenänderung des Tongemisches entsteht, so zeigt die Beobachtung, daß die Amplitude des hinzugeschalteten Tones um etwa 10% geändert werden muß (Unterschiedsschwelle), um eine weitere Klangfarbenänderung des Tongemisches zu erhalten. Beträgt für einen reinen Ton die Amplitude des ersten Obertones im Ohre 3% des Grundtones, so muß eine Änderung der Obertonamplitude um 0,3% bereits wahrgenommen werden. Demgegenüber zeigten die Versuche[1]), daß die nichtlinearen Verzerrungen außerhalb des Ohres wenigstens 3% betragen müssen, um wahrnehmbar zu werden. Dies spricht dafür, daß die im Ohr entstehenden Obertöne bedeutend größer sind als 3% der Grundtonamplitude. G. v. Békésy

[1]) E. K. Chapin u. F. A. Firestone, J. Acous. Soc. Am. V (1934), S. 173.

[1]) W. Janovsky, Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 421, Fig. 11.

30.

Deutsches Patent Nr. 641006, patentiert ab 28. 6. 1931, ausgegeben am 18. 1. 1937

Dr. Narziß Ach in Göttingen

Verfahren zum Herstellen und Wiedergeben von Schallaufzeichnung

Während die akustische Technik nach Kräften bemüht ist, bei der Aufzeichnung von Musik und Sprache das Klangbild so getreu wie irgend möglich aufzunehmen und wiederzugeben, soll nach vorliegendem Patent durch eine willkürliche Änderung des Klangbildes die ursprüngliche Darbietung noch verbessert werden.

Erfindungsgemäß wird hierzu dem gleichmäßigen Lauf einer Schallplatte oder eines Filmes periodisch eine Beschleunigung und Verzögerung überlagert, so daß — physikalisch gesehen — ein sog. Heulton entsteht, der sich subjektiv „im Sinne einer Erhöhung der Erregung vom leidenschaftlichen Effekt bis zum weinerlichen Ausdruck hin" geltend machen soll.

Trotz der durch die Erteilung des Patentes bewiesenen Erfindungshöhe ist zu hoffen, daß das Patent keine ausgedehntere Anwendung findet.

31.

Deutsches Patent Nr. 642610, patentiert ab 17. 1. 1930, ausgegeben am 10. 3. 1937

Nikolai Stepanowitch Ananiew in Leningrad

Einrichtung zur Erzeugung von Tönen verschiedener Frequenz und Lautstärke vermittels zweier zur gegenseitigen Interferenz gebrachter Schwingungskreise

Die vorliegende Erfindung bezweckt die Verwendung eines Schwebungssummers als Musikinstrument, dessen Spieltechnik sich möglichst weitgehend an übliche Instrumente anschließt.

In Abb. 1 ist eine der möglichen Ausführungsformen, bei der eine Geige oder Cello nachgebildet wird, dargestellt. Um den Griff ist eine Selbstinduktion l_1 gewickelt, deren Windungen durch Andrücken des elastischen Metallstreifens (B) teilweise kurzgeschlossen werden können, so daß die Frequenz des aus den Selbstinduktionen ($l_1 L_1$) und der Kapazität (C_1) bestehenden hochfrequenten Schwingungskreises geändert wird.

Durch das Andrücken des Metallstreifens auf das Griffbrett kann gleichzeitig ein im Griff befindlicher Luftsack zusammengedrückt werden. Hierdurch soll ein Flüssigkeitspotentiometer so geändert werden, daß bei zunehmendem Fingerdruck die Lautstärke ansteigt.

Das Kurzschließen der Windungen kann auch mit Hilfe einer Klaviertastatur erfolgen.

Abb. 1. Elektrisches Musikinstrument

32.

Deutsches Patent Nr. 642769, patentiert ab 27. 3. 1934, ausgegeben am 16. 3. 1937

Philips Patentverwaltung GmbH. in Berlin

Aufzeichnungsvorrichtung

Zur Erzielung einer geräuscharmen mechanischen Tonaufzeichnung für optische Wiedergabe (Philips-Miller-Verfahren) soll nach dem Patent die Ruhelage des Schreibstiftes oder Meißels je nach der Größe der aufzuzeichnenden Amplitude geändert werden. Im Gegensatz zu ähnlichen Anordnungen für optische Lichttonaufzeichnung (s. Patentbesprechung Nr. 10, S. 96, 1936) soll die Regelung nicht stetig, sondern in etwa 3 Stufen erfolgen.

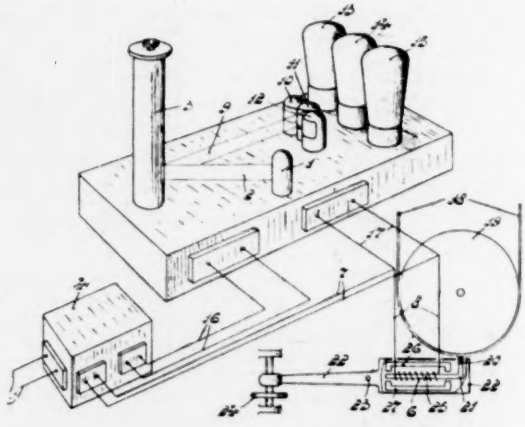


Abb. 2. Mechanische Aufzeichnungsvorrichtung für Tonfilmstreifen

Da im allgemeinen derartige Regelungen mit einer Verzögerung arbeiten, treten beim plötzlichen Ansteigen der Lautstärke durch Abschneiden der Spitzen Verzerrungen auf. Bei einer Regelung in Stufen tritt dieser Vorgang seltener ein und zwar immer nur dann, wenn die Amplitude so groß wird, daß auf eine andere Stufe umgeschaltet wird.

In Abb. 2 ist eine derartige Anordnung dargestellt. Das Licht der Lichtquelle *l* trifft über das Spiegelgalvanometer auf die drei Photozellen 10, 11, 12. Durch das Spiegelgalvanometer fließt ein abgezweigter gleichgerichteter Teil des Sprechstromes. Mit den drei Photozellen sind drei gasgefüllte Entladungsröhren so verbunden, daß bei Belichtung einer Photozelle jeweils nur das zugehörige Rohr zündet. Der Anodenstrom dieses Rohres bestimmt die Nullage des Schreibstiftes. Geht der Lichtstrahl durch Ansteigen der Amplitude auf die nächste Photozelle über, so erlischt das erste Rohr und es zündet statt dessen das zweite Rohr. Der Anodenstrom des zweiten Rohres hat einen anderen Wert und stellt somit den Schreibstift auf eine andere Ruhelage ein.

33.

Deutsches Patent Nr. 643037, patentiert ab 1. 11. 1932, ausgegeben am 15. 3. 1937

Dr. Oskar Vierling in Berlin-Charlottenburg

Elektrisches Musikinstrument

Die sehr umfangreiche Patentschrift befaßt sich mit den klanglichen Möglichkeiten, die ein elektrisches klavierähnliches Musikinstrument ohne Resonanzboden bietet, bei dem für jeden Ton mehrere Saiten vorgesehen sind. Während bei dem mechanischen Klavier der Schall jeder schwingenden Saite zum Hörer gelangt, hat man bei einer elektrischen Anordnung die Möglichkeit, die Schwingung jeder Saite einzeln abzunehmen und so abzuhören. Man kann z. B. eine Saite anschlagen und die zweite Saite, die durch mechanische Kopplung langsam mitgenommen wird, abhören. Oder man kann zwei Saiten mit einem Hammer anschlagen, die dann zuerst gleichphasig schwingen und erst langsam auseinanderpendeln. Schaltet man hierbei die elektrische Abnahme gegenphasig, so entsteht ein langsam anschwellender Ton. Bei einem kapazitiven System ergeben sich weitere Regelmöglichkeiten durch langsames oder schnelleres Einschalten der Vorspannung.

34.

Deutsches Patent Nr. 643569, patentiert am 17. 9. 35, ausgegeben am 12. 4. 37

Radio Corporation of America in New York

Vorrichtung zum Aufzeichnen von Tönen

Bildet man einen Lichtfleck zur Aufzeichnung von Tönen auf Film so aus, daß der obere Teil aus einem gleichhellen Dreieck und der untere aus einem Rechteck mit ansteigender Schwärzung besteht (s. Abb. 3), so kann man denselben Fleck, wenn er in der Zeichnung von oben nach unten bewegt wird, bei Benutzung eines Spaltes bei (*A*) zur Aufzeichnung von Zackenschrift und mit Hilfe eines Spaltes bei (*B*) zur Aufzeichnung von Sprossenschrift benutzen.

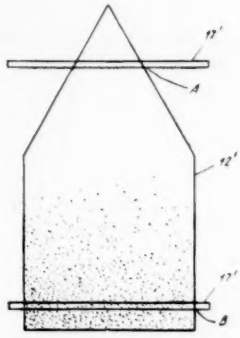


Abb. 3. Lichtfleck zur Aufzeichnung von Tonfilmstreifen

SCHRIFTTUM

W. Trendelenburg und H. Wullstein, **Untersuchungen über die Stimmbandschwingungen.** S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. (1935), XXI, 30 S., 23 Abb. Preis RM. 4.—.

Zur Untersuchung der Wirkungsweise der Stimmbänder wird der ausgeschnittene Kehlkopf (Kalb, Mensch) angeblasen. Unter Verwendung künstlicher Ansatzräume soll festgestellt werden, ob eine Rückwirkung der Mundhöhle auf die Form der Stimmbandschwingungen vorliegt. Zu dem Zweck werden 1. der Öffnungsvorgang der Stimmritze (Schattenschrift), 2. die Stimmlippenschwingungen (elektrostatisch: Kapazitätsänderung zwischen Stimmband und Gegenelektrode), 3. die Luftschwingungen (Kondensatormikrophon, Verstärker, Oszillograph) aufgezeichnet. Es zeigt sich, daß die Ergebnisse der drei Meßarten nur in der Grundfrequenz übereinstimmen, während die Kurvenformen im übrigen grundverschieden aussehen.

Der zeitliche Verlauf der Stimmritzenöffnung ist eine Dreieckskurve, wobei zwischen den einzelnen Öffnungsphasen mehr oder weniger lange Verschluß- oder Ruhephasen liegen. Die Schwingung der Stimmlippen erfolgt in der Regel nahezu sinusförmig, d. h. auch während der Verschlußphase bewegen sich die Stimmlippen noch weiter gegeneinander, was sich in einer vom Augenblick des Verschlusses an wachsenden und später bis zur erneuten Öffnung wieder abnehmenden Pressung äußert. Erst die Luftschwingungen zeigen die große Zahl höherer Obertöne, die aus allen bisherigen Arbeiten über Vokalklänge bekannt sind.

Der Mechanismus des Stimmorgans läßt sich mit dem des Streichinstrumentes vergleichen. Das System: Stimmlippen und Anblaseluftstrom schwingt ebenso ungedämpft wie das System: Saite und Bogenzug (Dreieckskurven von Stimmritze und Saite). Die Form der abgestrahlten Luftschwingung wird hier von den angeschlossenen Lufträumen (oberer Kehlraum, Pharynx, Mundhöhle), dort von dem Körper des Instrumentes bestimmt. In beiden Fällen ist die Rückwirkung der angeschlossenen, stark gedämpften Resonanzsysteme auf den ungedämpften Schwingungserzeuger gering.

E. Thienhaus

Wilhelm Trendelenburg, **Physiologische Untersuchungen über die Stimmklangbildung I und II.** S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. (1935), XXXI und 1936 XXIII.

I: 51 S. 4 Abb. 4 Tab. 3 Taf. Preis RM. 2.—.
II: 29 S. 12 Abb. Preis RM. 2.—.

Im ersten Teil der Arbeit werden die sekundären Schwingungsvorgänge an den Körperwänden in geringerer oder größerer Entfernung vom Stimmlippenapparat oszillographisch (Luft- und Wandmikrophon) sowohl auf ihre Form, als auch auf ihre Wirksamkeit zur Schallabstrahlung in die äußere Luft hin untersucht. Vorangestellt sind einige grundlegende und zusammenfassende Ausführungen unter Heranziehung der bisher vorliegenden Arbeiten anderer Autoren über die Begriffe Resonanz und Abstrahlung, über die Wirkungsweise des Stimmlippenmechanismus und über die Schwingungsübertragung von den Stimmlippen auf die benachbarten Körperzonen (Schildknorpel, Luftröhre, Brustkorb, oberer Kehlraum und Pharynx, Kopf und Nebenhöhlen).

Die Kurvenabwandlungen, die bei den sekundär angeregten Schwingungen der Schädel-, Backen-, Kehlkopf-, Luftröhren- und Brustkorbwand auftreten, werden für Vokale und für stimmhafte und stimmlose Konsonanten näher untersucht. Dadurch wird ermittelt, welchen Beitrag die sekundären Wandschwingungen zum endgültigen Luftklang liefern können, sofern die Abstrahlung über der Hörschwelle liegt. Die hohen Formanten der Vokale und stimmhaften Konsonanten dringen nur wenig durch. Am Schädeldach und an der Seite des Brustkorbes sind die Schwingungen meist rein sinusförmig, d. h. durch die Abstrahlung von der Körperwand werden in erster Linie die Grundschwingungen verstärkt. Da bei dem stimmhaften *m* die Abstrahlung, wenn außer dem Mund auch noch die Nasenöffnung verschlossen wird, ausschließlich durch die Wandteile erfolgt, ist es wahrscheinlich, daß auch bei dem gewöhnlichen stimmhaften *m* die Körperwände, wie Nasenflügel, Wange in der Nähe des Mundes, Mundboden und Halsmitte über dem Schildknorpel und der Luftröhre, wesentlich an der Schallabstrahlung beteiligt sind. Bei einem auf tiefem Ton gesungenen Vokal kann auch mit Hilfe des Tastsinns festgestellt werden, daß in erster Linie Mundboden und Halsmitte bei der Abstrahlung mitwirken. Auf drei Tafeln sind von Vokalen und Halbvokalen die Schwingungsformen in Luft und an verschiedenen Abnahmestellen des Körpers übersichtlich zusammengestellt.

Die Gehörgangöffnung hat eine wenig günstige Lage zum Abstrahlungsraum des Klanges vor dem Munde. Beim Hören der eigenen Stimme ist deshalb neben der gewöhnlichen Schallübertragung über die äußere Luft zum Trommelfell auch die innere Schwingungszuleitung sehr stark beteiligt. Diese erfolgt nicht ausschließlich durch Knochenleitung, sondern auch durch die Luft des Mittelohres, das Trommelfell und die Gehörknöchelkette. Dabei sind die Form der Luftschwingungen im Gehör-

ung und die Form der Schwingungen des Kiefergelenkkopfes einander sehr ähnlich.

Der zweite Teil der Arbeit ist ein Beitrag zur Formdeutung der Vokalschwingungen. In den Vokalkurven hebt sich in jeder Periode eine Gruppe von größeren Teilschwingungen, die „Anfangsgruppe", hervor, die, wie die Untersuchungen am Kalbskehlkopf zeigen (vgl. das vorige Referat), im Augenblick der Stimmritzenöffnung entstehen. Beim Menschen liegen die Verhältnisse offenbar genau so: das Oszillogramm scharf gestoßener Vokaleinsätze (Sprengung des Stimmritzenverschlusses) beginnt unmittelbar mit der Anfangsgruppe. Unter Umständen kann schon die erste Periode allen folgenden völlig gleich sein, so daß der Vokal keinen Einschwingvorgang besitzt. Bei Vokalklängen von höherer Stimmlage wird die Anfangsgruppe undeutlicher. Das wird damit in Zusammenhang gebracht, daß bei hohen Tönen die Verschlußzeit der Stimmritze, also die Abklingzeit der Formanten relativ zur ganzen Periodendauer abnimmt.

Der „scharf gehauchte" Vokaleinsatz zeigt, daß die Stelle des deutlichen Überganges vom Hauchlaut *ha* in den Beginn der ersten Schwingung des Vokals *a* bei sogleich endgültiger Periodenlänge genau der Stelle des späteren deutlichen Beginns der Anfangsgruppe entspricht. Der „Glottisschlag" der Gesanglehre entsteht nicht etwa durch einen besonderen, der Stimmenritzenöffnung vorausgehenden Vorgang, sondern nur durch die Plötzlichkeit des Schwingungsbeginns.

Hervorzuheben ist das reichhaltige und durchweg ausführlich besprochene Schrifttumverzeichnis über das Gebiet der Stimmphysiologie. E. THIENHAUS

WILHELM TRENDELENBURG, **Frequenz und Dekrement der Eigenschwingungen der Mundhöhle bei Vokalstellungen.** S.-B. preuß. Akad. Wiss. Physik.-math. Kl. (1936), XXII, 16 S. 8 Abb. Preis RM. 1.—.

Die Eigenschwingungen und logarithmischen Dekremente der Mundhöhle für verschiedene Vokale werden durch Stoßerregung und Schallaufzeichnung (Oszillogramm) untersucht. Zur Erregung der Eigenschwingungen dienen drei Verfahren: 1. Zerplatzen einer Flüssigkeitsmembran, 2. Sprengen des Lippenverschlusses, 3. Fingeranprall. Die Eigenschwingungen, die zur Kontrolle auch an kontinuierlich geflüsterten Vokalen gemessen werden, stimmen gut überein mit den Angaben anderer Arbeiten. Die logarithmischen Dekremente sind auf die Vollschwingung bezogen.

Ergebnisse (Mittelwerte):

Membransprengung, Rachenzugang eng

Vokal *ö*	670 Hz	$\Lambda = 0{,}21$
Vokal *u*	433 Hz	$\Lambda = 0{,}26$

Lippensprengung, Rachenzugang geschlossen

Vokal *a*	1190 Hz	$\Lambda = 0{,}17$
Vokal *o*	560 Hz	$\Lambda = 0{,}10$

Fingeranprall, Rachenzugang geschlossen

Vokal *u*	482 Hz	$\Lambda = 0{,}25$

Fingeranprall, Rachenzugang weit offen

Vokal *u*	425 Hz	$\Lambda = 0{,}37$

E. THIENHAUS

F. LEIRI, **Eine Theorie vom Hören als Folge von Mikrophonwirkungen im Ohr.** Mit 6 Abb. Helsinki 1935. Akademische Buchhandlung, Preis Fmk. 50.— (RM. 2.75).

Ausgangspunkt für die völlig neuartigen Überlegungen des Verfassers bilden die Versuche von WEVER und BRAY, denen es gelang, von dem freigelegten Hörnerv einer Katze Wechselströme abzuleiten, die verstärkt eine getreue Wiedergabe des vom Ohre aufgenommenen Schalles ermöglichten. Nachdem Verfasser die Ergebnisse der bisherigen Hörtheorien behandelt hat, bespricht er zunächst die Übertragung des Schalles vom ovalen Fenster auf die membrana tectoria. Es wird gezeigt, daß diese nur stark gedämpfte, einseitig durch die Haarzellen gehemmte Schwingungen ausführen kann. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwingungen soll derart sein, daß sich für alle Frequenzen bis etwa 5000 Hz zwei diskrete Stellen maximalen Ansprechens im Abstand einer Wellenlänge auf der Membran ausbilden, von denen die dort befindlichen inneren Haarzellen stark gereizt werden. Daß das Gehör um 1000 Hz herum seine größte Empfindlichkeit hat, erklärt Verfasser so, daß die Wellenbewegungen der membrana tectoria gegen das runde Fenster hin immer schwächer werden. Deswegen sei die Erregung der tiefen Töne, die bekanntlich ihre maximale Erregungsstelle nahe am Ende der Schnecke haben, kleiner als die der hohen. Gleichzeitig soll dadurch erklärt werden, warum bei Otosklerose vor allem die tiefen Töne geschwächt werden.

Verfasser nimmt an, daß das im vas spirale, einem dünnen Kanal in der membrana basilaris, fließende Blut ein Strömungspotential erzeugt, das die Ursache eines schwachen Magnetfeldes ist. In diesem schwingt die als Leiter anzusehende membrana tectoria im Rhythmus der Schallschwingungen. Die entstehenden Spannungen sollen von zwei Gruppen der inneren Haarzellen in oben beschriebener Weise abgegriffen werden und einer und derselben Ganglienzelle im nervus akusticus zugeleitet werden. Jeder Ton erzeugt einen mit seiner Frequenz oszillierenden Strom in einer ganz bestimmten Nervenbahn. Weil die Stellen gleicher Phase für höhere Frequenzen zu eng benachbart liegen, nimmt Verfasser an, daß diese beschriebene Art des Hörens nur bis etwa 5000 Hz stattfindet. Es sollen also

3500 innere Haarzellen für die musikalischen Töne und 18500 äußere Zellen für die „ultramusikalischen Töne" zur Verfügung stehen. Diese Anschauung wird dadurch unterstützt, daß WEVER und BRAY bei ihrem Versuch nur Töne unter 5000 Hz vom Gehörnerven ableiten konnten.

Die Ursachen für die Gültigkeit des WEBER-FECHNERschen Gesetzes, des Hörens von Kombinationstönen und Schwebungen werden dargestellt und teilweise rechnerisch begründet.

Die hohen Töne über 5000 Hz sollen in ähnlicher Weise, wie HELMHOLTZ angab, die Stränge der Basilarmembran in Resonanzschwingungen versetzen. Elektrisch sollen sie durch einen dem Kondensatormikrophon ähnlichen Mechanismus aufgenommen werden, wobei in den einzelnen Elementen der äußeren Haarzellen Nervenströme im Rhythmus der schwingenden Basilarstränge erzeugt werden. Die Unsicherheit der Tonhöhenbestimmung bei hohen Frequenzen soll durch die starke Dämpfung der Stränge verursacht sein. Da diese mit der Frequenz wächst und sich zugleich die Spannung der Stränge vergrößert, so ergibt sich daraus die abnehmende Gehörsempfindlichkeit bei hohen Frequenzen.

Einige interessante Versuche über den Eigenton des Ohres in der viergestrichenen Oktave und seine Entstehung durch die Pulswelle, ebenso die Erregung des sacculus durch tiefste Frequenzen werden am Schluß des 111 Seiten starken Bändchens mitgeteilt. Wenn auch zur weiteren Klärung der Hörvorgänge experimentelle Untersuchungen unerläßlich sein dürften, gibt doch die Arbeit F. LEIRIS einen sehr bemerkenswerten Ausblick und Anregung zu weiterer Forschung.

WERNER LOTTERMOSER

I. C. STEINBERG und W. MUNSON, **Deviations in the Loudness Judgments of 100 People,** J. Acous. Soc. Am. (8) 2 (1936), S. 71,

Die Verfasser untersuchen die Schwankungen, die bei subjektivem Hörvergleich der Lautstärke eines 1000 Hz-Tones mit der Lautstärke eines 100 und 5000 Hz-Tones auftreten, sowie die Schwankungen bei der Messung der Hörschwelle. Um jede Beeinflussung der Versuchspersonen zu vermeiden, wurde hierfür eine fast vollautomatische Versuchsanordnung benutzt, die ähnlich wie die von FLETCHER und MUNSON bei der Aufnahme der bekannten Ohrkurven benutzte Anordnung arbeitete. Die zu vergleichenden Töne wurden hierbei abwechselnd auf einen Doppelkopfhörer gegeben. An dem größeren Teil der Versuche waren 100 ungeübte männliche und weibliche Personen beteiligt, die sehr verschiedenen Altersklassen angehörten (s. Tabelle 1).

Tabelle 1

Alter der Versuchspersonen.

Alter	19—23	24—28	28—33	34—38	39—43	44—48
%	17	34	24	13	7	5

Die Lautstärke des zu messenden 100 Hz und 5000 Hz-Tones betrug etwa 60 phon. Die Versuchspersonen mußten zuerst die Lautstärke bei diesen beiden Frequenzen messen und anschließend eine Hörschwellenmessung bei 1000 Hz machen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 1 dargestellt.

Die Streuung der Meßwerte ist erschreckend groß. Sie beträgt bei der Hörschwellenmessung etwa 25 db, das ist $^1/_5$ des gesamten Hörbereiches und bei der Lautstärkemessung sogar 45—50 db, das ist mehr als $^1/_3$ des Hörbereiches. Die mittlere Abweichung der einzelnen Messung vom Mittelwert beträgt für die Schwellenwertmessung bei 1000 Hz $\pm$ 5,36 db bei dem 5000 Hz-Lautstärkevergleich $\pm$ 7,7 db und bei dem 100 Hz-Lautstärkevergleich $\pm$ 9,50 db.

Es wird nun im folgenden untersucht, was der Grund für diese sehr großen Schwankungen sein kann.

Einfluß der Übung auf das Meßergebnis. Die Versuche wurden von 11 geübten Beobachtern wiederholt, die Schwankungen waren jedoch, was den Lautstärkevergleich anbetrifft, ebenso groß wie bei ungeübten Beobachtern. Die Hörschwellenmessung war jedoch wesentlich genauer.

Streuung der Meßwerte ein und desselben Beobachters. Von einem Teil der Beobachter wurden die Messungen nach 3 Minuten und nach 2 Wochen wiederholt. Die mittleren Abweichungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen betrugen beim 5000 Hz-Ton 2 db bei 3 Minuten und 3,5 db bei 2 Wochen Zeitunterschied, für die Lautstärkervergleiche des 100 Hz-Tones 2,4 bzw. 5,3 db.

Einfluß der Hörschärfe auf die Lautstärkemessung. Um zu entscheiden, ob die Hörschärfe (Acuity of hearing), worunter die Verf. anscheinend die absolute Empfindlichkeit des Ohres verstehen, einen Einfluß auf die Größe der Streuung hat, wurde folgender Versuch gemacht. Verschiedene Beobachter machten eine Hörschwellenmessung bei 5000 oder 100 Hz und unmittelbar anschließend einen Lautstärkevergleich derselben Frequenz mit einem 1000 Hz-Ton bei einem Pegel von etwa 60 phon. Man erhält so eine mittlere Abweichung s_1 für die Lautstärkemessung und s_2 für die Hörschwellenmessung. Außerdem erhält man einen mittleren Fehler s_d für die Differenz zwischen Hörschwellenpegel und Lautstärkepegel. Besteht nun keine Abhängigkeit der Meßgenauigkeit von der Hörschärfe, so muß

$$s_d = \sqrt{(s_1^2 + s_2^2)}$$

sein. Es ergab sich, daß diese Gleichung erfüllt ist

Abhängigkeit der Lautstärkemessung von der Verschiedenheit der Ohrkurven. Sind die Frequenzkurven der Ohren der Versuchspersonen sehr verschieden, so müssen sich beim Vergleich der Lautstärke zweier Töne von erheblich verschiedener Frequenz wesentliche Unterschiede bei den verschiedenen Beobachtern zeigen, durchgeführt wurden, zeigten andeutungsweise, daß die Schwankungen bei großen und kleinen Lautstärken geringer als bei mittleren sind.

Vergleich der Ergebnisse mit den Kurven von FLETCHER und MUNSON. Die in der Arbeit von FLETCHER und MUNSON gefundenen Abweichungen sind um 50% kleiner als die in der vor-

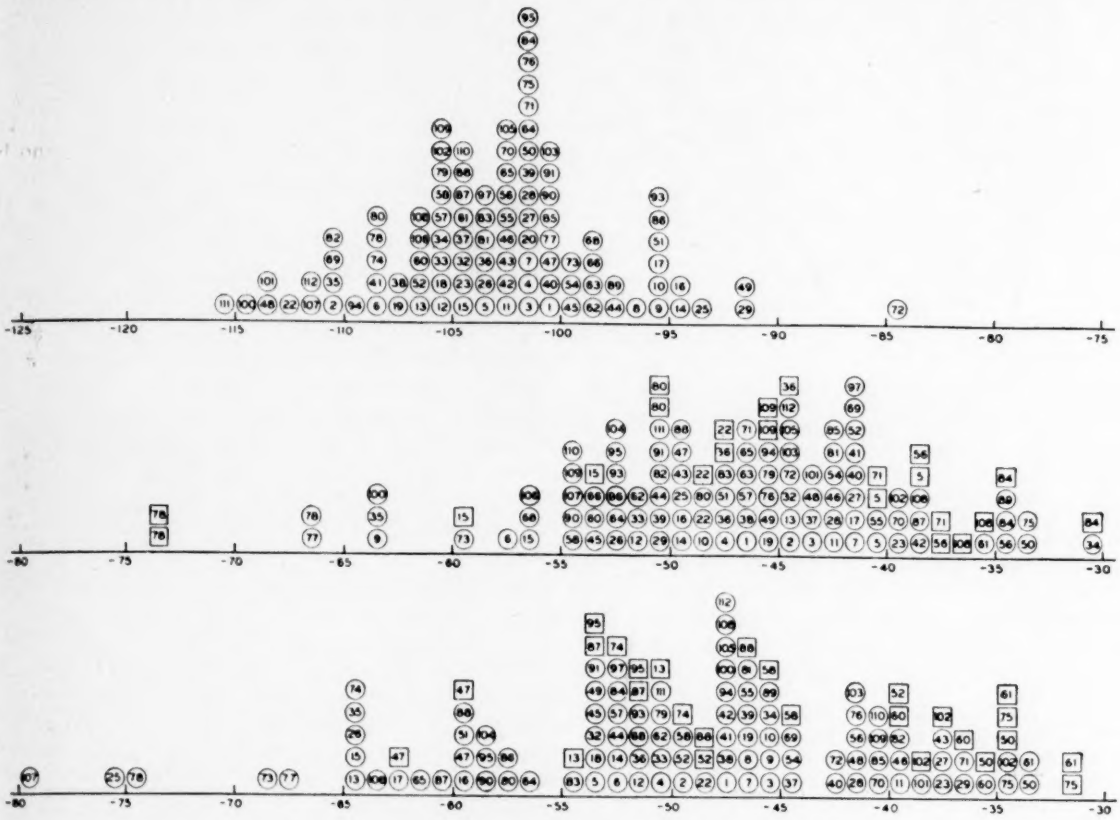


Abb. 1. Streuung der Meßwerte von 100 Beobachtern
Oben: Hörschwellenmessung bei 1000 Hz; Mitte: Lautstärkevergleich 5000 gegen 1000 Hz; Unten: Lautstärkevergleich 100 gegen 1000 Hz

die die beobachteten Schwankungen erklären können. Es wurden deshalb Lautstärkevergleiche zwischen einem reinen Ton und einem schmalen Kontinuum gleicher mittlerer Frequenz (z. B. Kontinuum 1000—1200 Hz gegen reinen 1100 Hz-Ton) durchgeführt. Die erhaltenen mittleren Abweichungen sind von derselben Größenordnung wie die Abweichungen beim Vergleich stark verschiedener Frequenzen. Zur Ergänzung wurde die Verdeckung des reinen Tones durch das Kontinuum gemessen. Die hierbei erhaltenen Schwankungen waren wesentlich kleiner als beim Lautstärkevergleich.

Abhängigkeit der Meßgenauigkeit von der Lautstärke. Die im vorigen Abschnitt angeführten Versuche, die bei verschiedenen Lautstärken liegenden Arbeit. Die Verf. glauben, daß die damaligen kleinen Fehler an der nicht einwandfreien Meßmethode lagen. Während bei diesen Versuchen die Versuchsperson sich den Punkt gleicher subjektiver Lautstärke aus einem Bereich von 70 oder 80 db wählen konnte, wurde bei den früheren Versuchen nur ein Bereich von 32 db benutzt. Dieser Bereich wird für zu klein gehalten.

Zum Schluß wird der Absolutwert der Lautstärke des benutzten 1000 Hz-Tones durch eine Schallfeldmessung bestimmt. Da die Spannung am Kopfhörer für alle Frequenzen die gleiche war, erhält man aus der gemessenen Differenz 1000 Hz gegen 100 und 5000 Hz und dem absoluten Wert der Lautstärke 3 Punkte einer Frequenzkurve des mitt-

leren Ohres, die mit den Kurven von FLETCHER und MUNSON verglichen werden. Es ergibt sich eine Abweichung von 4,5 db für 5000 Hz und 3 db für 100 Hz. H. KÖSTERS

DON LEWIS, **Vocal Resonance.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 91.

Ein Vortrag, gehalten im Mai 1936 auf der Tagung der Akustischen Gesellschaft von Amerika, behandelt die Entstehung von Vokal-Klangfarben, wie sie bereits von HELMHOLTZ erklärt und später in zahlreichen Arbeiten bestätigt und sehr ausführlich untersucht worden ist. Durch verschiedene Resonanzräume in der Mund- und Rachenhöhle werden einzelne Gebiete der teiltonreichen Stimmbandschwingungen bevorzugt (Formanten), so daß es für jeden Vokal einen typischen und seit langem bekannten Umriß des Spektrums gibt, der im wesentlichen 3 bis 5 Resonanzstellen aufweist. An einigen in mehreren einzelnen Perioden genau ausgewerteten Oszillogrammen wird gezeigt, daß sich beim Vibrato (gesungener Vokal) die Intensitäten der entsprechend ihrer Ordnungszahl in der Tonhöhe mehr oder weniger schwankenden Teiltöne diesem Umriß an jeder Stelle des Spektrums gut anpassen. Die höheren Resonanzstellen lassen sich, wie auch frühere Verfasser schon feststellten, sehr gut mit berechneten Resonanzkurven in Übereinstimmung bringen; danach kann man die Dämpfung der betreffenden Resonanzhöhlen berechnen. Die stets beobachtete Abweichung des tiefsten Formanten mit seinen stark unsymmetrischen Flanken von einer theoretischen Resonanzkurve wird mit H. FLETCHER durch die Hypothese erklärt, daß die Energie der Teiltöne des Stimmbandgenerators umgekehrt wie die dritte Potenz ihrer Ordnungszahlen verläuft.

Nachdem es sich hier nach Mitteilung des Verfassers nur um einen vorläufigen Bericht über die in Gang befindliche Arbeit handelt, sind von einer späteren Veröffentlichung auch neue Ergebnisse über das Gebiet der Vokaluntersuchung zu erwarten.
E. THIENHAUS

S. S. STEVENS, **On Hearing by Electrical Stimulation.** J. Acous. Soc. Amer. 8 (1937), S. 191.

Das Gehörorgan des Menschen stellt nach den Erkenntnissen der letzten Zeit einen mechanisch-elektrischen Energiewandler dar. Dem Verfasser gelang es, den Effekt derart umzukehren, daß er durch elektrische Reize das Ohr zum Ansprechen brachte. Der Ausgangsstrom eines Schwebungssummers wurde einerseits in einen in den Gehörgang gefüllten Elektrolyten und andrerseits zu einer am Arm befestigten Elektrode geleitet. Da der Körper einen Komplexwiderstand mit Ohmscher und kapazitiver Komponente darstellt, wurde als Maß der Erregung die Leistung festgesetzt und die Widerstandskomponenten in einer Brückenschaltung gesondert gemessen. Der Phasenfaktor ändert sich nur schwach mit der Frequenz des durch den Körper geschickten Stromes, dagegen fällt der Gesamtwiderstand zwischen Arm und Ohr nach hohen Frequenzen nahezu exponentiell ab. Die Reizschwelle und die Schmerzgrenze wurden in db über 1 Mikrowatt angegeben. Erstere liegt z. B. bei 500 Hz auf 10 db als überhaupt niedrigstem Wert und die Schmerzgrenze befindet sich maximal 20 db über der Reizschwelle. Mit Sinustönen unter 125 Hz wurde kein Höreffekt erzielt. Darüber werden die Töne nie ganz rein empfunden, so daß beim Durchschicken des Ausgangsstroms eines Rundfunkempfängers durch den Körper Worte unverständlich bleiben.

Zur Erklärung der Vorgänge wird angegeben, daß die Wechselströme die mechanischen Resonatoren des Ohres in ähnlicher Weise zum Ansprechen bringen wie der Schall. Es soll sich um eine Umkehrung des Kontensatormikrophonprinzips handeln, eine Erscheinung, die verursacht wird durch die elektrische Ladung der Basilarmembran. Diese soll deshalb eine Ladung tragen, weil die CORTIschen Organe bei ihrer Reizung ein Potential erzeugen, weswegen auch diejenigen Stellen der Membran am stärksten mitschwingen sollen, an denen die CORTIschen Organe auf die Frequenz der Erregung abgestimmt sind.

Die auftretenden Verzerrungen werden einmal erklärt aus den bekannten Nichtlinearitäten des Gehörs. Da sie aber andererseits stärker als bei Schallaufnahme sind, werden Gleichrichterwirkungen in der elektrolytischen Körperleitung dafür verantwortlich gemacht Es gelang nämlich, durch Stromimpulse in der einen oder anderen Richtung festzustellen, daß das Gehör solche eindeutig stärker empfindet, bei denen das Ohr negativ gegen die positive Elektrode am Arm war. W. LOTTERMOSER

HENRY H. BRUDERLIN, **Developments in Aircraft Sound Control.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), S. 181.

BRUDERLIN geht weniger auf technische Neuentwicklungen auf dem Gebiete des Schallschutzes bei Flugzeugen ein, als auf die Folgerungen, die der Flugzeughersteller aus der bisherigen Entwicklung zu ziehen hat. Er zeigt, wie die Forderung einer ausreichenden Lärm- und Erschütterungsdämpfung bei der Planung eines neuen Flugzeugmusters berücksichtigt werden kann.

Im Konkurrenzkampf, der in Amerika durch das Nebeneinanderbestehen mehrerer Luftfahrtgesellschaften besonders stark ist, zeigt sich das ruhigere Flugzeug dem geräuschvollen bei sonst annähernd gleichen Eigenschaften durch die Bevorzugung seitens der Fluggäste überlegen. Es ist daher bei neuen Flugzeugmustern nicht angängig, daß die Bequem-

lichkeit der Fluggäste wie bisher als Nebensächlichkeit behandelt wird. Eine nachträgliche Erfüllung der Forderung nach größerem Komfort ist im allgemeinen schwierig und ziemlich erfolglos. Gerade bei der raschen Entwicklung im Flugzeugbau bei dem Auftauchen von immer neuen Flugzeugmustern darf die an sich kurze Verkaufszeit für ein Flugzeugmuster nicht durch solche Umstände noch abgekürzt werden. Der Schallschutz ist also in vollem Umfange bei der Planung eines Flugzeuges zu berücksichtigen. Die Douglas Aircraft Co. hat aus diesem Grunde in ihrem Werke eine besondere Ingenieurabteilung zur Bearbeitung dieser Fragen eingerichtet.

Nicht nur der Schallschutz durch Verkleidung der Kabine mit schalldämmenden und schallschluckenden Stoffen erfordert Gewicht, sondern auch fast alle baulichen Maßnahmen, um die Geräusche zu vermindern, z. B. wenn man die Motoren weiter nach außen in den Flügel verlegt, um hierdurch einen größeren Abstand von der Kabine zu erhalten, oder der Einbau von Auspuffschalldämpfern, ferner auch alle Maßnahmen, die eine Erhöhung der Festigkeit des Rumpfes zum Ziele haben. Zwischen diesem Gewichtsaufwand und dem Gewichtsaufwand für die Schallisolierung ist ein günstiges Mittel zu suchen. Danach ergibt sich folgendes Schema bei der Planung des Flugzeuges. Nachdem die maximal zulässige Lautstärke in der Kabine festgelegt ist, wird zunächst eine Schallisolierung angenommen, deren Dämmzahl und deren Gewicht bekannt sind. Durch Vergleich mit den Erfahrungen bei bereits ausgeführten Flugzeugmustern kann man angeben, welche Lautstärke sich bei der Verwendung der vorgesehenen Isolierung voraussichtlich einstellen wird. Liegt diese über dem festgesetzten Wert, so muß durch die schon erwähnten baulichen Veränderungen die Lautstärke noch weiter gesenkt werden. Hierzu ist ein Gewichtsaufwand notwendig, der ebenfalls abgeschätzt werden kann und zu dem Gewicht der Schallisolierung hinzugezählt wird. Diese Gewichtsberechnung wird für drei oder mehrere Gewichtsannahmen für Schallisolierung durchgeführt und diejenige Ausführung verwirklicht, die im Gesamtgewicht am günstigsten liegt. Das Verfahren setzt offenbar voraus, daß es sich bei der Planung um eine Weiterentwicklung bereits vorhandener und schallmäßig erprobter Flugzeuge handelt, eine Voraussetzung, die bei ein und demselben Flugzeugwerk im allgemeinen auch erfüllt sein wird. Bei einer vollständigen Neukonstruktion dürfte man die Verhältnisse wohl nicht so genau übersehen. Das Beispiel ist aber für die praktische Verwertung der Schalltechnik innerhalb der Ingenieurarbeit sehr lehrreich.

Bruderlin weist ferner auf die bessere Schalldämmung von gebogenen gegenüber ebenen Wänden hin. Da im modernen Flugzeugbau der Rumpf sowohl aus Festigkeitsgründen (Schalenbauweise) wie aus aerodynamischen Gründen stark verrundet ist, so verhält er sich schallmäßig besser als der Rumpf mit ebenen Wänden, wie er bei den älteren Konstruktionen meist verwendet wurde. Bei 50 Hz dämmt eine Wand mit einem Krümmungsradius von 1,25 m um 6 db besser als eine ebene Wand. Bei 2,50 m Krümmungsradius beträgt der Unterschied 2,5 db. Wie sich die gebogene Wand gegenüber Schalldurchlaß bei höheren Frequenzen verhält, wird nicht mitgeteilt. Schallschluckstoffe, die im Flugzeug verwendet werden sollen, müssen einen geringen Feuchtigkeitsabsorptionskoeffizienten haben, da sich sonst bei dem schnellen Klimawechsel eine starke Gewichtsvermehrung durch Feuchtigkeitsaufnahme ergeben kann. Die DC 4, das augenblicklich in Planung begriffene Flugzeug der Douglas Aircraft Co. erhält Schalldämpfer. Die Luftschrauben haben geringe Umfangsgeschwindigkeit und große Steigung (Werte nicht angegeben). Für die Motoren ist eine sehr genaue Drehzahlregulierung und -messung notwendig, damit die durch verschiedene Drehzahlen der Motoren entstehenden Schwebungen unter 1 Hz gehalten werden können. Erfolgen sie rascher, so sind sie unangenehm störend. Die Motoren sind in Gummi gelagert. Der Fußboden und die Sitze sind ebenfalls über elastische Zwischenstücke befestigt. Man hofft, einen Geräuschpegel von 63 db über 1 mbar bei 65% der Motorleistung nicht zu überschreiten.

W. Willms

A. Labrousse, **Mesures de buits relatives aux essais des apparails dits „Amplificateurs de sons pour camions".** Ann. Postes Télégr. 26 (1937), S. 38.

Die französischen Verkehrvorschriften enthalten eine Bestimmung nach der Lastwagen über 3 t eine Schallübertragungsanlage haben müssen[1]), die dem Lastwagenführer die Signale der Fahrzeuge, die ihn überholen wollen, anzeigt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Auftrage der zuständigen Ministerien zur Feststellung der notwendigen physikalischen Eigenschaften dieser Geräte durchgeführt. Im praktischen Betrieb werden bereits 3 Arten dieser Geräte benutzt.

1. Kohlemikrophon am hinteren Ende des Lastwagens, — Lautsprecher im Führerhaus,
2. Kohlemikrophon am hinteren Ende des Lastwagens, — Schaltrelais — Lichtsignal im Führerhaus,
3. ein einfaches Rohrsystem vom Ende des Lastwagens bis zum Führerhaus.

Zur Untersuchung der Lautstärkeverhältnisse wurde zuerst ein tragbarer Geräuschmesser entwickelt, der den amerikanischen Geräuschmesserbedingungen entspricht. Das Gerät ist ein Effektivwertmesser, enthält zwei verschiedene Frequenzkurven und hat eine Integrationszeit von 200 msec.

[1]) Code de la route, Decret du 31. Dec. 1922. Art. 22.

Neu ist die Verwendung von zwei gleichartigen Kondensatormikrophonen, die nacheinander eingeschaltet werden können. Der Gesamtmeßbereich umfaßt 90 phon (25—115 phon). Die Lautstärke wird an einem Zeigerinstrument und an einem Potentiometer mit Stufen von 2 zu 2 db abgelesen. Im Verlauf der Untersuchungen hat sich allerdings herausgestellt, daß zwei Frequenzkurven für genauere Messungen nicht ausreichen. Zur Zeit ist deshalb ein Geräuschmesser mit 5 Bewertungskurven im Bau.

Mit dem erstgenannten Gerät wurde eine Reihe von Hupen im Abstand von 15 m gemessen und gleichzeitig ein Oszillogramm aufgenommen, um eine Übersicht über ihren Frequenzbereich zu gewinnen. Die Grundschwingung der Hupen lag zwischen 200 und 600 Hz. Die harmonischen und unharmonischen Oberschwingungen sind über einen großen Bereich ziemlich gleichmäßig verteilt bis zur Grenze des Spektrums bei etwa 5000 Hz. Die Lautstärken lagen zwischen 83 und 91 phon (sämtliche phon-Angaben beziehen sich auf die Basis $p_{(0\,phon)} = 2 \cdot 10^{-4}$ μBar). Weiter wurde die Abnahme der Lautstärke mit der Entfernung gemessen. Anstatt der zu erwartenden Abnahme der Lautstärke bei Verdopplung der Entfernung um 6 db wurde nur eine Abnahme von 4—5 db gefunden, die durch Bodenreflexion erklärt wird.

Die Geräusche verschiedener Lastwagen im Führerstand und unmittelbar hinter dem Wagen wurden gemessen. Die Lautstärken im Führerstand betrugen im Mittel 75 phon, die Lautstärken hinter dem Wagen 5—6 phon weniger. Die letzteren Werte wurden auch subjektiv mit einem Barkhausen-Geräuschmesser gemessen. Die Übereinstimmung soll gut sein. Leider fehlen hier genauere Angaben.

Wichtiger als die Messung der absoluten Lautstärke ist für die gestellte Aufgabe die Kenntnis der Verdeckung des Hupensignals durch das Fahrgeräusch. Diese Versuche wurden mit einer sehr ansprechenden Anordnung im Laboratorium durchgeführt. Die Geräusche im Führerstand des Kraftwagens wurden auf einer Schallplatte aufgenommen, und im Laboratorium dicht neben dem Kopf eines Beoabchters wiedergegeben. Gleichzeitig wurde mit einem der oben besprochenen Übertragungsgeräte verschiedene Hupen zu den Beobachtern hin übertragen. Die Hupen wurden mit verschiedener Lautstärke vor dem Mikrophon betrieben und der Beobachter mußte angeben, wann er das Signal hörte. Damit er sich nicht besser als im fahrenden Wagen auf diese Beobachtung vorbereiten konnte, mußte er auf einem Voltmeter dauernd eine bestimmte Spannung einregeln, die von anderer Seite immer wieder verändert wurde.

Es ergab sich, daß das Hupensignal mit Sicherheit wahrgenommen wurde, wenn seine Lautstärke ebenso groß war, wie die Lautstärke des Fahrgeräusches im Führerstand. War die Hupe um 6 phon leiser als das Fahrgeräusch, so wurde sie noch in 50 % der Fälle gehört. Enthielt der Hupenklang mehr höhere Frequenzen, oder war er stark spitzenhaltig (à timbre aigu) so wurden die Signale mit Sicherheit gehört, wenn sie 3—4 phon leiser als das Fahrgeräusch waren.

Am Schluß der Arbeit wird noch erwähnt, daß alle Geräte eine ausgesprochene Richtwirkung hatten.

Aus diesen Meßwerten läßt sich nun ableiten, was für Eigenschaften diese Übertragungsanlagen haben müssen, und wie sie geprüft werden können. Da im Gesetz noch keine genaueren Festsetzungen getroffen wurden, stellt der Verf. erst einmal ganz allgemein folgende Forderung auf.

Ein Signal muß im Führerhaus gehört werden, wenn es 15 m hinter dem Wagen ertönt. Das Übertragungsgerät muß selektiv arbeiten und darf das Fahrgeräusch am Ort des Mikrophons nur so wenig übertragen, daß der Fahrer nicht stärker belästigt wird. Es muß den mechanischen Beanspruchungen standhalten.

Zur Prüfung der Geräte wird folgendes Verfahren ins Auge gefaßt. Vor dem Schallempfänger wird künstlich ein Fahrgeräusch mit der beim fahrenden Wagen durchschnittlich vorkommenden Lautstärke erzeugt. Vor dem Wiedergabelautsprecher des zu prüfenden Gerätes wird die Lautstärke in 30 cm Abstand gemessen. Ebenso wird die Lautstärke einer übertragenen Hupe gemessen. Aus den oben angegebenen Messungen über die Lautstärke im Führerhaus und dem Verdeckungseffekt kann man auf die Brauchbarkeit des Gerätes schließen.

Zur Prüfung der Geräte mit einem Lichtsignal wird das Mikrophon dem Fahrgeräusch dauernd ausgesetzt und dabei beobachtet, ob eine gleichzeitig in 15 m Entfernung aufgestellte tieftönige Hupe angezeigt wird.

Eine genügende Selektivität der Anlage gilt als erreicht, wenn bei Erhöhung der Lautstärke des Fahrgeräusches auf die Lautstärke der Hupe am Orte des Empfängers, der vom Lautsprecher ausgehende Schall nicht störend empfunden wird, oder bei der zweiten Art der Geräte das Lichtsignal nicht anspricht.

Außerdem sollen die Geräte auf einem Schütteltisch auf mechanische Festigkeit geprüft werden.

Es ist auch versucht worden, die Bedingungen mehr physikalisch festzulegen durch Messung der Frequenzkurve mit Sinustönen, des Übertragungsmaßes und ähnlichem, doch hat sich dieses Verfahren angeblich nicht bewährt. Als Grund hierfür wird die große Verschiedenheit der Gerätetypen und Hupen, die Ungleichmäßigkeit der benutzten Kohlemikrophone sowie die Schwierigkeit, stehende Wellen zu vermeiden, angeführt. H. Kösters

HANS FREI, **Elektroakustische Untersuchungen in Hallräumen.** Leipzig und Wien: Franz Deuticke 1936. 99 S., 44 Abb. Preis geh. RM 4.—.

Der Verfasser bringt einen Gesamtüberblick über die theoretische und praktische Behandlung von Hallraummessungen. Der theoretische Teil enthält unter anderem erstmalig die Berechnung der Möglichkeit des Auftretens von Nullstellen im stationären Interferenzfeld in Abhängigkeit von der Raumdämpfung des einwellig beschallten Hallraumes nebst einer numerischen Fehlerbetrachtung.

Im experimentellen Teil, der teilweise bekannte Erscheinungen bestätigt, wird zunächst an einer Anzahl von sorgfältig aufgenommen Oszillogrammen der Schalldruckverteilung längs bestimmter Meßlinien nachgewiesen, daß die Dämpfung kaum einen Einfluß auf das stationäre Interferenzfeld hat, und daß also dessen Ausmessung zum Studium der raumakustischen Eigenschaften, insbesondere der Raumabsorption, ungeeignet ist.

Als Beispiele nichtstationärer Vorgänge werden einige Oszillogramme von An- und Nachhall bei verschiedenen Frequenzen, verschiedener Raumdämpfung und verschiedener Mikrophonstellung (Druckmaximum und Druckminimum) gezeigt. Für die Bestimmung der Sabineschen Nachhallzeit wurde unter Verwendung von Heultönen ein halbautomatisches Verfahren benutzt: der Nachhallvorgang wird in einem willkürlichen, selbsttätig registrierten Zeitpunkt unterbrochen und der in diesem Augenblick vorhandene Schallstärkeunterschied gegen die Anfangsschallstärke mittels Kondensatoraufladung und ballistischer Anzeige gemessen. Eine größere Anzahl von Beobachtungen liefert eine Reihe von Meßpunkten, die, auf einseitig logarithmischem Papier aufgetragen, eine gerade Linie und damit als Neigung dieser Geraden die Nachhallzeit ergeben.

Nach einer Erörterung der Vor- und Nachteile der gebräuchlichen akustischen Hilfsmittel zur Schallfeldmessung wird als Hauptteil der Arbeit die Wirkungsweise kasettierter Wände untersucht. Die Oberfläche des Hallraumes konnte mit Hilfe großer, 3 cm starker, an Scharnieren aufgehängter Tannenholztafeln in verschiedener Weise profiliert werden. Durch solche Maßnahmen erfährt das stationäre Schallfeld keine prinzipielle Veränderung. Dagegen werden die An- und Nachhalloszillogramme wesentlich geglättet, d. h. die Einschwingvorgänge verbessert. Dieser Einfluß beruht, wie eine Reihe von schönen Modellversuchen (Schallwellenphotographie nach F o l e y sowie D a v i s und F l e m i n g; vgl. Akust. Z. 1 (1936), S. 167 veranschaulicht, auf der von den Kasetten verursachten guten „Schalldurchmischung", also auf der diffusen Reflexion. Durch die Kasetten entstehen im Frequenzgang der Raumabsorption mehr oder weniger stark ausgeprägte Resonanzstellen (Eigenschwingung der Plattten und der dazwischen gelegenen Hohlräume und Nischen).

Der Abschnitt „Aurale Untersuchungen" bringt eine Besprechung bisher bekannter Erfahrungen und der im Verlauf der Arbeit gemachten subjektiven Beobachtungen. Dabei findet der Verfasser z. B., daß einzelne oder mehrfache Tonimpulse im Hallraum, sowohl direkt als auch indirekt über Mikrophon und Verstärker abgehört, subjektiv sehr wohl zu unterscheiden sind, auch dann, wenn das Oszillogramm keinerlei Einzelheiten über die Art des Originalschalles mehr erkennen läßt. Wahrscheinlich bewertet das Ohr die geringfügige Verschiedenheit in der Frequenzzusammensetzung von Primärschall und Nachhall. Die Arbeit zeichnet sich durch saubere Messungen und weitgehende Erörterung angrenzender Fragen aus und wird durch ein ausführliches Schrifttumverzeichnis vervollständigt.

E. THIENHAUS

ARTHUR TABER JONES, **The Strike Note of Bells.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), S. 199—203.

In der vorliegenden Arbeit erörtert der Verfasser die Entstehung des Schlagtones bei Glocken.

Der Schlagton tritt im Glockenklang besonders deutlich hervor und bestimmt die Tonhöhe. Trotzdem ist er mit den üblichen Untersuchungsverfahren (Aufsetzen abstimmbarer Gabeln oder Klanganalyseverfahren) nicht nachzuweisen. E. MEYER und J. KLAES haben durch eingehende Versuche festgestellt, daß ein Fehlen des 7. Teiltones ein Ausfallen des Schlagtones zur Folge hat, daß der 7. Teilton also zur Hervorbringung des Schlagtones wichtig ist. Aus dieser Tatsache und daraus, daß der von dem 5. und 7. Teilton gebildete Differenzton recht gut mit der Frequenz des Schlagtones übereinstimmt, schließen sie, daß der Schlagton durch die Nichtlinearität des menschlichen Ohres entsteht.

In früheren Arbeiten hatte der Verfasser die Ansicht ausgesprochen, daß der Schlagton genau eine Oktave unter dem 5. Teilton liege. Er beschreibt daher mehrere Versuche, um diese Behauptung einer Nachprüfung zu unterziehen. Er stellt zunächst bei drei Glocken, bei denen die Oktave unter dem 5. Teilton einen Viertelton oder mehr unter dem Differenzton zwischen 5. und 7. Teilton liegt, die Lage des Schlagtones fest (mit Stimmgabeln). Es ergibt sich dabei, daß der Schlagton vom Differenzton etwa doppelt so viel abweicht als von der Oktave der Fünften. In einer zweiten Untersuchungsreihe prüft der Verfasser, wie weit die Stimmung eines Glockenspieles mit der temperierten Skala übereinstimmt, wenn man entweder den Differenzton oder die Unteroktave des 5. Teiltones als tonbestimmend annimmt. Er kommt auch hier zu dem Ergebnis, daß die geringeren Abweichungen unter Zugrundelegung der Unteroktave des 5. Teiltones

auftreten. Auch eine Prüfung einzelner Intervalle des Glockenspiels nach dem Gehör scheint mehr für die Oktave unter dem 5. Teilton zu sprechen.

Der Verfasser ist der Ansicht, daß MEYER und KLAES dadurch den Differenzton für den Schlagton verantwortlich machen konnten, weil bei der untersuchten Glocke Schlagton, Unteroktave des 5. Teiltones und Differenzton sehr nahe beieinander liegen. Die beste Erklärung scheint ihm daher folgende zu sein: Der im Ohr erzeugte Differenzton bewirkt, daß der 5. Teilton eine Oktave zu tief und als Schlagton beurteilt wird. G. BUCHMANN

NACHRICHTEN

Vom 19.—24. April 1937 fand in London der Internationale Kongreß für Materialprüfungen in der Technik statt, der von vielen hundert Teilnehmern aus allen Ländern besucht war. Der gesamte Verhandlungsstoff war in vier Gruppen (Metalle, anorganische Stoffe, organische Stoffe sowie Fragen allgemeiner Bedeutung) eingeteilt. Die letztgenannte Gruppe D enthielt außer den Vorträgen über den Zusammenhang zwischen Laboratoriumsmessungen und Erfahrungen der Praxis eine große Reihe von Vorträgen über Schall- und Wärmeschutz von Gebäuden. Die hier interessierenden akustischen Beiträge waren folgende:

G. HOFBAUER (Österreich): Eigenschaften der Baustoffe für Zwecke der thermischen und akustischen Isolationen von Hochbauten.

E. MEYER (Deutschland): Eigenschaften und Prüfung von Baustoffen und Baukonstruktionen für schalltechnische Zwecke.

J. P. BOSQUET (Belgien): Une méthode de mesure de l'isolement acoustique.

P. E. SABINE (Amerika): The present Status of the Measurement of the Sound Absorption Coefficients of Materials.

S. G. BARKER (Großbritannien): Soundproofing of Walls.

H. KREÜGER (Schweden): Research into Acoustic Problems in Buildings.

W. C. KAYE and J. E. R. CONSTABLE (Großbritannien): The Acoustical Insulation of Buildings.

Auf Grund dieser gedruckt vorliegenden Vorträge entstand unter der Leitung von M. ROS, Zürich, eine rege Diskussion über schalltechnische Fragen, wobei besonders auf den Punkt der internationalen Einigung über bau- und raumakustische Meßverfahren hingewiesen wurde; außerdem fanden die mehrschaligen Bauweisen große Beachtung. In der Erörterung spielte auch die in Österreich entwickelte und in einigen Beispielen bereits angewendete Novadom-Bauweise eine Rolle, bei der ohne jeden Mörtel gemauert wird und bei der nur Ziegelsteine (z. B. Hohlsteine und Leichtbauplatten) abwechselnd aufeinandergelegt werden. Dies hat gewisse schalltechnische Vorteile, z. B. beträgt nach Angabe der Erfinder die Körperschallabnahme je m Mauerwerk 35 db (bei Ziegelbauweise 20 db je Stockwerk gleich 3—4 m).

Schwingungstechnische Fragen sind auch im Rahmen der Herstellung von Beton wichtig. Hierauf sich beziehende Referate waren:

O. GRAF: Über das Verdichten von Mörtel und Beton durch Rütteln.

A. J. NEWPORT: Compaction of Mortar Cubes by Vibration.

F. H. JACKSON: High-frequency Vibration of Concrete.

Bei bestimmten Betonarten und Herstellungen kann durch kurzzeitige Anwendung von Schwingungsmaschinen eine erhebliche Verfestigung des Betons erzielt werden; die meist benutzten Frequenzen liegen in der Gegend 50—60 Hz, gelegentlich 100—200 Hz. Die Beeinflussungszeit beträgt einige Minuten. Maximalbeschleunigungen bis 12 g werden angewandt.

Neben den wissenschaftlichen Sitzungen fand eine große Reihe von Besichtigungen statt, National Physical Laboratory in Teddington, Building Research Station in Watford, Grammophonfirma His Master's Voice in Hayes u. a. Eine umfangreiche Ausstellung mit zahlreichen Geräten und mit Darstellungen der Arbeiten der eben genannten Staatsinstitute ergänzten die Vorträge. Dank der hervorragenden, von den englischen Fach- und Ingenieur-Organisationen geleisteten Vorarbeiten nahm der Kongreß, dessen Ehrenpräsident Sir WILLIAM BRAGG war, in allen Abteilungen einen glänzenden Verlauf. Von den zahlreichen gesellschaftlichen Veranstaltungen sei ein Empfang der Teilnehmer durch die englische Regierung im Lancaster Haus hervorgehoben.

Verantwortlicher Schriftleiter: Reg.-Rat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine, G. m. b. H. Gräfenhainichen. — Auflage dieses Heftes 1200. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany